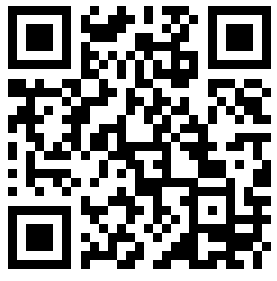
This is a reproduction of a library book that was digitized by Google as part of an ongoing effort to preserve the information in books and make it universally accessible.

Google™ books

https://books.google.com



Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

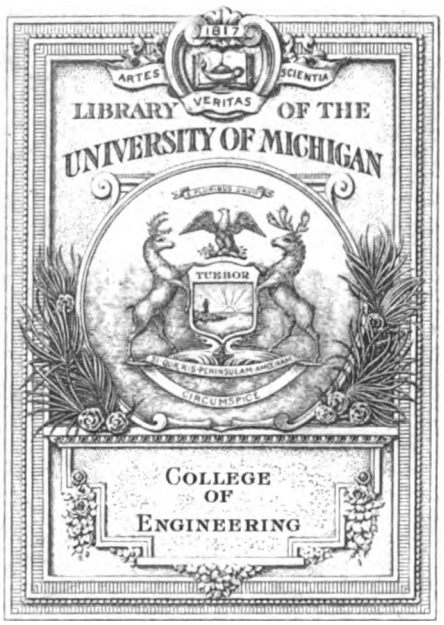
+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

C 367350

Digitized by Google



Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

TK
3
H68

Digitized by Google

Digitized by Google

Library

Band 35 Januar 1930 Heft 1

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Prof. Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. Dr. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Dr. F. **Trendelenburg** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.)

herausgegeben von

Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. **Mauz**

Fünfunddreißigster Band

1 9 3 0

35 S. 1—44 Heft 1 1930

Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) RM. 20.—, Preis des einzelnen Heftes RM. 3.50. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Digitized by Google

Telefunken

Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.

Berlin, Hallesches Ufer 12

liefert alle für drahtlose Telegraphie und Telephonie erforderlichen Geräte entsprechend dem neuesten Stand der Technik

Vollständige Sende- und Empfangsanlagen jeder Reichweite für den Nachrichten- und Sicherungsdienst im Land-, See- und Luftverkehr

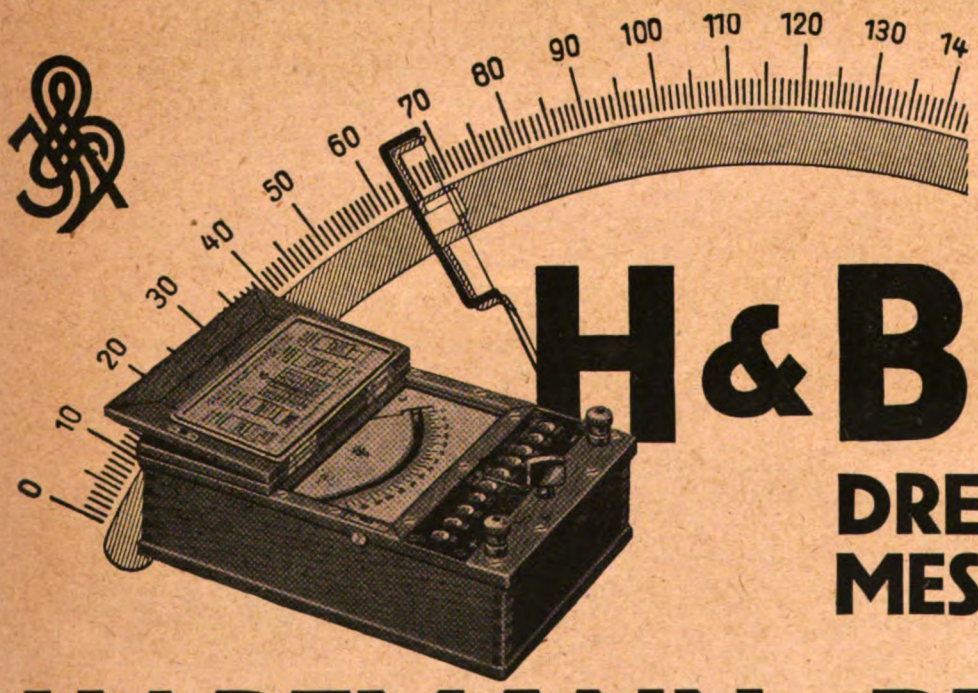
Funkpeilanlagen und Navigationssender

Einrichtungen für Telephonie längs Hochspannungsleitungen mittels Hochfrequenz

Rundfunksender jeder Leistung

Sende-, Verstärker- und Gleichrichter-Röhren

Empfänger und Röhren für den Rundfunk



Unabhängig von Temperatur-Schwankungen ist die Anzeige, die Zeiger-Einstellung rasch und gut gedämpft. Sicheres Ablesen, weil Fadenzeiger und Spiegelbogen das Auge nicht ermüden.

5 Spannungs- und 6 Strom-Meßbereiche vereint dieses leichte handliche Gerät. Ein einziger Stöpsel genügt zur Umschaltung.

Kleinste Meßbereiche:
30 mA, 150 mV

Größte Meßbereiche:
30 A, 300 V

H & B
DREHSPUL-MESSGERÄTE

HARTMANN & BRAUN
A-G FRANKFURT MAIN

Digitized by Google

Engin. Lib.
Harr.

Inhaltsverzeichnis.

A. Originalarbeiten.

Seite

Ardenne, Manfred von, und **Schlesinger, Kurt,** Phasenverhältnisse und Schwingungseinsatz bei einem Zweiröhrensystem nach Art der Leithäuser-Heegner-Schaltung (Mit 11 Bildern im Text) 60

Bergmann, Ludwig. Zur Frage der Erzeugung kurzer elektrischer Wellen mit Elektronenröhren (Mit 3 Bildern im Text) 148

Berndorfer, Franz, und **Dieckmann, Max,** Unilaterales Peilwinkelzeigergerät mit rotierender Goniometer-Ankopplungsspule (Mit 25 Bildern im Text) . . 98

Bruun, H., Bestimmung der Röhrenkapazitäten C_{ga} und C_{gk} mit Hilfe von Scheinwiderstandsmessungen (Mit 6 Bildern im Text) 105

Bunimowitsch, Wladimir, Über Frequenzverdopplung mit Elektronenröhren (Mit 13 Bildern im Text) . *223*

Busse E., siehe Esau A.

Chaikin, S., Über eine direkte Methode zur Messung von kleinen Dämpfungen der Piezokristallresonatoren (Mit 2 Bildern im Text) 6

Dennhardt, Alfred, Über Mehrrohrschaltungen für sehr hohe Frequenzen (Mit 33 Bildern im Text) . . *212*

Dieckmann, Max, siehe Berndorfer, Franz.

Esau, A., und **Busse, E.,** Über die Erwärmung von festen und flüssigen Isolatoren in Wechselfeldern sehr hoher Frequenz (Mit 1 Bild im Text) . . 9

Feldtkeller, R., Theorie neutralisierter Verstärker-Ketten (Mit 7 Bildern im Text) . . . . 45 u. 151

Feldtkeller, R., Erwiderung auf die Bemerkungen des Herrn C. Hensch zu meiner Arbeit 151

Fischer, W., und **Pungs, L.,** Beeinflussung von Schaltvorgängen durch Elektronenröhren (Mit 10 Bildern im Text) 205

Forstmann, Albrecht, Über optimale und maximale Leistungen bei Endröhren (Mit 8 Bildern im Text) 109

Giebe, E., und **Scheibe, A.,** Transversalschwingende Leuchtresonatoren als Frequenznormale im Bereich von 1000—20 000 Hertz (Mit 7 Bildern im Text) 165

Seite

Hensch, Curt, Bemerkungen zur Arbeit v. R. Feldtkeller „Theorie neutralisierter Verstärkerketten“ 150

Ito, Yoji, Theorie der Zweielektrodenröhren und Erzeugung elektrischer Schwingungen von extra niedriger Frequenz (Mit 44 Bildern im Text) 12 u. 67

Kafka, Heinrich, Ein Beitrag zur Darstellung der Frequenzabhängigkeit von Transformatorschaltungen für die Niederfrequenzverstärkung (Mit 2 Bildern im Text) 56

Krüger, K., und **Plendl, H.,** Über ein Verfahren zum Ausgleich von Schwunderscheinungen bei kurzen Wellen (Mit 1 Bild im Text) 191

Malov, N., und **Rschevkin, S. N.** Widerstand des menschlichen Körpers bei hochfrequenten elektrischen Strömen (Mit 15 Bildern im Text) . . 177

Okabe, Kinjiro, Über die Verstärkung und Gleichrichtung von sehr kurzen elektrischen Wellen (Mit 7 Bildern im Text) 3

Pistor, Werner, Über den Empfang ultrakurzer elektrischer Wellen (Mit 16 Bildern im Text) . . . 135

Plendl, H., siehe Krüger, K.

Pungs, L., siehe Fischer, W.

Rschevkin, S. N., siehe Malov, N.

Schäffer, Walter, Definition der Leistung von Telefoniesendern (Mit 3 Bildern im Text) *232*

Scheibe, A., siehe Giebe, E.

Schlesinger, Kurt, siehe Ardenne, Manfred von.

Stoye, Karl, Eigenschaften von ultrakurzen Wellen (Mit 1 Bild im Text) *235*

Sudeck, Günther, Über die Sendecharakteristik von Flugzeugschleppantennen (Mit 9 Bildern im Text) 89

Uda, Shintaro, Telegraphie und Telephonie mittels kurzer Wellen von ½ m Wellenlänge (Mit 31 Bildern im Text) 129

Walter, Roland, Verzerrungsempfänger als Übersteuerrungsanzeiger beim Rundfunksender (Mit 1 Bild im Text) 149

B. Zusammenfassender Bericht.

Hollmann H. E., Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren (Mit 22 Bildern im Text) . . . . 21 u. 76

C. Persönliches.

Schröter F., Dr. phil. h. c. Georg Graf von Arco. Aus Anlaß seines 60. Geburtstages am 30. August 1929 (Mit 1 Bild im Text) 1

D. Patentschau.

Lübben, Carl, Patentschau (Mit 129 Bildern im Text) . . . . . *27, 80, 192 u. 236*

E. Referate.

Seite

Appleton, E. V. (Zenneck), Die äquivalente Höhe der ionisierten Atmosphärenschichten in England und Amerika 36

Bailey, A., Dean, E. W. und **Wintringham, W. T.** (Zenneck), Das Empfangssystem für die drahtlose transatlantische Telephonie mit langen Wellen (Mit 6 Bildern im Text) 35

Becker, J. A. (Zenneck), Erscheinungen an Oxyd-Glühfäden (Mit 1 Bild im Text) *200*

Bojardus, H. L. und **Manning, C. T.** (Scheibe), Praktische Methode zur Messung der Frequenzen von Rundfunkstationen 124

Charleton, E. E., siehe Kingdon, K. H.

Clapp, J. K. (Zenneck), Versuche mit kurzen Wellen auf kurze Entfernungen (Mit 5 Bildern im Text) 154

Colwell, R. C. (Zenneck), Schwunderscheinungen und Wetter (Mit 1 Bild im Text) 162

Dawson, L. H., Granath, L. P. und **Hulburt, E. O.** (Zenneck), Die Absorption von ultravioletttem

Seite

Licht durch die untere Atmosphäre (Mit 1 Bild im Text) 84

Dean, S. W., siehe Bailey, A. und Wintringham, W. T.

Dellinger, J. H. und **Diamond, H.** (Krüger), Entwicklung des Flugfunkwesens 151

Diamond, H. und **Dunmore, F. W.** (Mauz), Ein Kurs-Abweichungsanzeiger für die Kursweiser-Anlage mit Zweifachmodulation (Mit 1 Bild im Text) . . 151

Diamond, H., siehe Dellinger, J. H.

Dunmore, F. W., siehe Diamond, H.

Eckersley, P. P., Eckersley, T. L. und **Kirke, H. L.** (Mauz), Die Konstruktion von Sendeantennen für Rundfunkstationen (Mit 5 Bildern im Text) . 159

Espe, W. (Espe), Über die Richardson-Konstanten von Destillations-Kathoden (Mit 2 Bildern im Text) 199

Ferris, W. R., siehe Rockwood, A. C.

Gaede, W. und **Keesom, W. H.** (Espe), Eine Hochvakuumpumpe (Mit 1 Bild im Text) 86

Digitized by Google

Seite

Granath, L. P., siehe Dawson, L. R. und Hulburt, E. O.
Guillemin, E. A. und **Rumsey, P. T.** (Zenneck), Frequenzvervielfachung durch Stoßerregung . . 204
Hartshorn, L. (Lübcke), Die Messung von Anodenkreis-Induktivitäten und gegenseitiger Leitfähigkeit von Thermionen-Röhren 39
Hitchcock, R. C. (Zenneck), Ein Hochfrequenzmesser mit direkter Ablesung 122
Hollingworth, J. und **Naissmith, R.** (Plendl), Ein tragbares Feldstärkenmeßgerät für kurze Wellen (Mit 4 Bildern im Text) 125
Honeyball, L., Ley, K., siehe Palmer, L. S.
Hulburt, E. O. (Zenneck), Die Theorie des Nordlichts und der magnetischen Störungen auf Grund der Wirkung des ultravioletten Sonnenlichtes . 84
Hulburt, E. O. (Zenneck), Ionen und elektrische Ströme in der oberen Atmosphäre der Erde . . 204
Hulburt, E. O., siehe Maris, H. B.
Hulburt, E. O., siehe Dawson, L. H. und Granath, L. P.
Hulburt, E. O., siehe Maris, H. B.
Keesom, W. H., siehe Geade, W.
Kingdon, K. H. und **Charleton, E. E.** (Zenneck), Eine Gleichrichterröhre mit Alkalidampf (Mit 6 Bildern im Text) 201
Kirke, H. L., siehe Eckerley, P. P. und Eckersley, T. L.
Lachlan, Mc. N. W. (Zenneck), Die akustischen Eigenschaften einer schwingenden Scheibe, die durch eine im radialen magnetischen Feld befindliche Spule angetrieben wird 126
Lack, F. R. (Scheibe), Beobachtungen an Schwingungsarten und Temperaturkoeffizienten von Quarzplatten (Mit 4 Bildern im Text) 242
Langmuir, J., siehe Tonks, L.
Macnabb, V. C. (Espe), Die Erzeugung der Emission von Oxyd-Pastekathoden. Eine Angelegenheit des Fabrikationsganges 243
Manning, C. T., siehe Bojardus, H. L.
Maris, H. B. und **Hulburt, E. O.** (Zenneck), Eine Theorie des Nordlichtes und der magnetischen Stürme 37
Maris, H. B. und **Hulburt, E. O.** (Zenneck), Drahtlose Telegraphie und magnetische Stürme (Mit 1 Bild im Text) 85
Marrison, W. A. (Scheibe), Ein Frequenznormal hoher Präzision (Mit 3 Bildern im Text) . . . 123
Meissner, A. (Mauz), Sendeantenne für den Rundfunk (Mit 3 Bildern im Text) 161
Nakai, T., siehe Yokoyama, E.
Naissmith, R., siehe Hollingworth, I.

Seite

Osnos, M. (Osnos), Verstärkertransformatoren (Mit 3 Bildern im Text) 121
Palmer, L. S. und **Honeyball, L. Ley K.** (Mauz), Die Wirkungsweise einer reflektierenden Antenne (Mit 2 Bildern im Text) 161
Pardue, L. A. und **Webb, J. S.** (Zenneck), Ionenschwingungen in der Glimmentladung (Mit 1 Bild im Text) 35
Pielemeier, W. H. (Zenneck), Bestimmung der Schallgeschwindigkeit und Absorption mit dem akustischen Interferometer von Pierce (Mit 1 Bild im Text) 197
Pierce, G. W. (Zenneck), Die Verwendung der Magnetostriktion zur Schwingungserzeugung (Mit 2 Bildern im Text) 240
Rockwood, A. C. und **Ferris, W. R.** (Espe), Mikrophon-Effekt in Elektronenröhren 199
Rumsey, P. T., siehe Guillemin, E. A.
Schelleng, J. C. (Zenneck), Bemerkungen zu der Bestimmung der Ionisation in der oberen Atmosphäre (Mit 1 Bild im Text) 35
Schlesinger, Kurt (Schlesinger), Eine neue Methode zur Bestimmung der Temperatur von Glühfäden (Mit 2 Bildern im Text) 197
Sixtus, K. (Espe), Untersuchungen über Sekundäremissionen 200
Smith-Rose, K. L. (Zenneck), Sender u. Empfänger für Funkpeilung (Mit 6 Bildern im Text) . . . 152
Sutton, G. W. (Lübcke), Eine Methode zur Bestimmung des äquivalenten Widerstandes von Luftkondensatoren bei Hochfrequenz 38
Tonks, L. und **Langmuir, J.** (Zenneck), Schwingungen in ionisierten Gasen 33
Tope, O. (Mauz), Über den Schwingkristall (Mit 5 Bildern im Text) 203
Turner, H. M. (Zenneck), Eine Methode zur Messung der Induktivität von Drosselspulen (Mit 3 Bildern im Text) 38
Vincent, J. H. (Lübcke), Versuche mit Magnetostriktions-Oszillatoren für Hochfrequenz . . . 84
Webb, J. S., siehe Pardue, L. A.
Wintringham, W. T., siehe Bailey, A. und Dean, E. W.
Wolff, J. (Zenneck), Schallmessungen und Charakteristiken von Lautsprechern (Mit 4 Bildern im Text) 196
Yokoyama, E. und **Nakai, T.** (Zenneck), Die Richtung der atmosphärischen Störungen (Grinders) in Japan 162
Zworykin, V. (Zenneck), Elektrische Bildübertragung (Mit 4 Bildern im Text) 158

F. Industrie-Rundschau.

Seite

Allgemeine Präzisionswerkstätten Max Dobrindt, Kurzwellen-Spulen (Mit 4 Bildern im Text) . . 42
Deutsche Sutra-Gesellschaft m. b. H., Volt- und Milliamperemeter Sutron (Mit 1 Bild im Text) . . 128
Deutsche Telephonwerke und **Kabelindustrie A.-G.,** De Te We Achtröhren Wechselstrom Netzempfänger Neutrohet W 1 87
Jahre, Richard, Kondensatoren (Mit 6 Bildern im Text) 163
Kalies & Engelbert, Anodenbatterien (Mit 1 Bild im Text) 87
Lindner, A., Allei-Schwachstrom-Stufenschalter (Mit 4 Bildern im Text) 163

Seite

Meyer, E. (Firma Grawor), Über die Konus- und Sektormembran (Mit 1 Bild im Text) 41
Nora Radio G. m. b. H., Der Nora-Fünfröhren-Neutrodyn-Netzanschluss-Empfänger Form K 5 W. (Mit 1 Bild im Text) 86
Sachs, Ernst, Ersa Lötkolben (Mit 6 Bildern im Text) 127
Schackow, Leder & Co., G. m. b. H., Der Schaleco-All DX-Empfänger (Mit 4 Bildern im Text) 40
Societa Scientifica Radio Brevetti Ducati, Bologna, Manens-Blockkondensatoren 244
Zieh- und **Stanzgesellschaft,** Berlin, Z. u. S. Spannungsteiler (Mit 1 Bild im Text) 43

G. Bücher.

Seite

Eingegangene Bücher . . . . . 44 u. 244
Mallet, E. (Scheibe), Telegraphie und Telephonie 88
Oberdorfer, G. (Kafka), Das Rechnen mit symmetrischen Komponenten 88
Bücherbesprechungen:
Fuchs, Franz (Scheibe), Grundriss der Funken-Telegraphie 128
Hermann, J. (Scheibe), Radiotechnik I. Allgemeine Einführung 44

Seite

Kiebitz, F. (Plendl), Radiotechnik VI. Die elektrischen Wellen 44
Skirl, Werner (Rudolph), Wechselstrom-Leistungsmessungen 164
Thurn, H. (Scheibe), Die internationale Regelung der Funktelegraphie und -telephonie 164
Rundfunk-Jahrbuch 1930. Hrsg. von der Reichsrundfunkgesellschaft Berlin (Scheibe) 128

Digitized by Google

Sachregister.

Seite

Akustik siehe unter Schall.

Antennen:
- Über die Sendecharakteristik von Flugzeugschleppantennen 89
- Die Konstruktion von Sendeantennen für Rundfunkstationen 159
- Sendeantennen für den Rundfunk 161
- Die Wirkungsweise einer reflektierenden Antenne 161

Atmosphäre und **atmosphärische Störungen:**
- Bemerkungen zu der Bestimmung der Ionisation in der oberen Atmosphäre 35
- Die äquivalente Höhe der ionisierten Atmosphärenschichten in England und Amerika . . 36
- Die Absorption von ultravioletten Licht durch die untere Atmosphäre 84
- Die Richtung der atmosphärischen Störungen (grinders) in Japan 162
- Ionen und elektrische Ströme in der oberen Atmosphäre der Erde 204

Atmosphärische Störungen siehe auch unter Ausbreitung der Wellen.

Ausbreitung der Wellen:
- Eine Theorie des Nordlichts und der magnetischen Stürme 37
- Die Theorie des Nordlichts und der magnetischen Störungen auf Grund der Wirkung des ultravioletten Sonnenlichtes 84
- Drahtlose Telegraphie und magnetische Stürme . 85
- Eigenschaften der ultrakurzen Wellen . . . . .

Ausbreitung der Wellen siehe auch unter atmosphärische Störungen.

Bildübertragung. Elektrische — 158

Dämpfungen Über eine direkte Methode zur Messung von kleinen — der Piezokristallresonatoren . . 6

Dektektor siehe unter Kristall.

Elektronenmission:
- Eine neue Methode zur Bestimmung der Temperatur von Glühfäden 197
- Über die Richardson-Konstanten von Destillations-Kathoden 199
- Erscheinung an Oxyd-Glühfäden 200
- Untersuchungen über Sekundäremission . . . 200
- Die Erzeugung der Emission von Oxyd-Pastekathoden 243

Elektronenröhren:
- Die Messung von Anodenkreis-Induktivitäten und gegenseitiger Leitfähigkeit von Thermionen-Röhren 39
- Bestimmung der Röhrenkapazitäten C_{ga} und C_{gk} mit Hilfe von Scheinwiderstandsmessungen . 105
- Mikrophon Effekt in Elektronenröhren . . . 199
- Beeinflussung von Schaltvorgängen durch Elektronenröhren 205

Elektronenröhren-Generator:
- Theorie der Zweielektrodenröhren und Erzeugung elektrischer Schwingungen von extra niedriger Frequenz . . . . . 12 u. 67
- Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren . . . . . 21 u. 76
- Phasenverhältnisse und Schwingungseinsatz bei einem Zweiröhrensystem 60
- Versuche mit magnetostriktiven Oszillatoren für Hochfrequenz 84
- Zur Frage der Erzeugung kurzer elektrischer Wellen mit Elektronenröhren 148
- Über Frequenzverdopplung mit Elektronenröhren 223
- Über Mehrrohrschaltungen für sehr hohe Frequenzen 212

Elektronenröhren-Verstärker:
- Ein Beitrag zur Darstellung der Frequenzabhängigkeit von Transformatorschaltungen für die Niederfrequenzverstärkung . . . 56
- Über optimale und maximale Leistungen bei Endröhren 109

Empfang:
- Über die Verstärkung und Gleichrichtung von sehr kurzen elektrischen Wellen 3
- Über den Empfang ultrakurzer elektrischer Wellen 135
- Verzerrungsempfänger als Übersteuerungsanzeiger beim Rundfunksender 149
- Das Empfangssystem für die drahtlose transatlantische Telephonie mit langen Wellen . 155
- Über ein Verfahren zum Ausgleich von Schwunderscheinungen bei kurzen Wellen 191

Erdmagnetismus siehe unter magnetische Störungen.

Erwärmung Über die — von festen und flüssigen Isolatoren in Wechselfeldern sehr hoher Frequenz 9

Fading siehe unter Schwunderscheinungen.

Feldstärkenmeßgerät Ein tragbares — für kurze Wellen 125

Flugwesen siehe unter Luftfahrt.

Frequenzabhängigkeit Ein Beitrag zur Darstellung der — von Transformatorschaltungen für die Niederfrequenzverstärkung 56

Frequenznormal:
- Ein Frequenznormal hoher Präzision 123
- Transversalschwingende Leuchtresonatoren als Frequenznormale im Bereich von 1000 bis 20 000 Hertz 165

Frequenznormal siehe auch unter piezoelektrischer Quarz.

Frequenzvervielfachung:
- Über Frequenzverdopplung mit Elektronenröhren 223
- Frequenzvervielfachung durch Stoßerregung . . 204

Funkpeilung siehe unter Peilung.

Gleichrichtung:
- Über die Verstärkung und Gleichrichtung von sehr kurzen elektrischen Wellen 3
- Eine Gleichrichterröhre mit Alkalidampf . . . 201

Glimmentladung Ionenschwingungen in der — . . 35

Heaviside-Schicht siehe unter Ausbreitung der Wellen.

Hochfrequenzmesser Ein — mit direkter Ablesung . 122

Hochvakuumpumpe Eine — 86

Induktivität:
- Eine Methode zur Messung der Induktivität von Drosselspulen 38
- Die Messung von Anodenkreis-Induktivitäten und gegenseitiger Leitfähigkeit von Thermionen-Röhren 39

Ionen:
- Schwingungen in ionisierten Gasen 33

Ionenschwingungen — in der Glimmentladung . . . 35

Kapazität:
- Eine Methode zur Bestimmung des äquivalenten Widerstandes von Luftkondensatoren bei Hochfrequenz 38

Kristall. Über den Schwing- 203

Kursabweichungs-Anzeiger Ein — — für die Kurs-weiser-Anlage mit Zweifachmodulation . . . 151

Kurze Wellen:
- Über die Verstärkung und Gleichrichtung von sehr kurzen elektrischen Wellen 3
- Über die Erwärmung von festen und flüssigen Isolatoren in Wechselfeldern sehr hoher Frequenz 9
- Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren . . . . . 21 u. 76
- Ein tragbares Feldstärkenmeßgerät für kurze Wellen 125
- Telegraphie und Telephonie mittels kurzer Wellen von ½ m Wellenlänge 129
- Über den Empfang ultrakurzer elektrischer Wellen 135
- Zur Frage der Erzeugung kurzer elektrischer Wellen mit Elektronenröhren 148
- Versuche mit kurzen Wellen auf kurze Entfernungen 154
- Über ein Verfahren zum Ausgleich von Schwunderscheinungen bei kurzen Wellen 191
- Eigenschaften von ultrakurzen Wellen . . . 235
- Über Mehrrohrschaltungen für sehr hohe Frequenzen 212

Lautsprechern. Schallmessungen und Charakteristiken von — 196

Digitized by Google

Seite

Luftfahrt:
Über die Sendecharakteristik von Flugzeugschleppantennen 89
Entwicklung des Flugfunkwesens 151

Magnetische Störungen:
Eine Theorie des Nordlichts und der magnetischen Stürme 37
Die Theorie des Nordlichts und der magnetischen Störungen auf Grund der Wirkung des ultravioletten Sonnenlichtes 84
Drahtlose Telegraphie und magnetische Stürme . 85

Magnetische Störungen siehe auch unter Nordlicht.

Magnetismus:
Versuche mit Magnetostriktions-Oszillatoren für Hochfrequenz 84
Die Verwendung der Magnetostriktion zur Schwingungserzeugung 240

Mehrrohrschaltungen Über — für sehr hohe Frequenzen 212

Messungen:
Über eine direkte Methode zur Messung von kleinen Dämpfungen der Piezokristallresonatoren 6
Eine Methode zur Bestimmung des äquivalenten Widerstandes von Luftkondensatoren bei Hochfrequenz 38
Eine Methode zur Messung der Induktivität von Drosselspulen 38
Die Messung von Anodenkreis-Induktivitäten und gegenseitiger Leitfähigkeit von Thermionen-Röhren 39
Bestimmung der Röhrenkapazitäten C_{ga} und C_{gk} mit Hilfe von Scheinwiderstandsmessungen . 105
Ein Hochfrequenzmesser mit direkter Ablesung . 122
Praktische Methode zur Messung der Frequenzen von Rundfunkstationen 124
Ein tragbares Feldstärkenmeßgerät für kurze Wellen 125
Eine neue Methode zur Bestimmung der Temperatur von Glühfäden 197

Mikrophon Effekt — in Elektronenröhren 199

Niederfrequenz-Verstärker siehe unter Elektronenröhren-Verstärker

Nordlicht:
Eine Theorie des Nordlichts und der magnetischen Stürme 37
Die Theorie des Nordlichtes und der magnetischen Störungen auf Grund der Wirkung des ultravioletten Sonnenlichtes 84

Oxyd-Kathoden:
Über die Richardson-Konstanten von Destillations-Kathoden 199
Erscheinungen an Oxyd-Glühfäden 200
Die Erzeugung der Emission von Oxyd-Pastekathoden 243

Phasenverhältnisse — und Schwingungseinsatz bei einem Zweiröhrensystem nach Art der Leithäuser-Heegner-Schaltung 60

Peilung:
Unilaterales Peilwinkelzeigergerät mit rotierender Goniometer-Ankopplungsspule . . . 98
Ein Kursabweichungsanzeiger für die Kursweiser-Anlage mit Zweifachmodulation . . 151
Sender und Empfänger für Funkpeilung . . . 152

Piezoelektrischer Quarz:
Über eine direkte Methode zur Messung von kleinen Dämpfungen der Piezokristallresonatoren 6
Transversalschwingende Leuchtresonatoren als Frequenznormale im Bereich von 1000 bis 20 000 Hertz 165
Bestimmung der Schallgeschwindigkeit und Absorption mit dem akustischen Interferometer von Pierce 197
Beobachtungen an Schwingungsarten und Temperaturkoeffizienten von Quarzplatten . . . 242

Seite

Quarz siehe unter piezoelektrischer Quarz.

Röhren siehe unter Elektronenröhren.

Rundfunk:
Praktische Methode zur Messung der Frequenzen von Rundfunkstationen 124
Verzerrungsempfänger als Übersteuerungsanzeiger beim Rundfunksender 149
Die Konstruktion von Sendeantennen für Rundfunkstationen 159
Sendeantennen für den Rundfunk 161
Definition der Leistung von Telephoniesendern . 232

Schall:
Die akustischen Eigenschaften einer schwingenden Scheibe, die durch eine im radialen magnetischen Feld befindliche Spule angetrieben wird 126
Schallmessungen und Charakteristiken von Lautsprechern 196
Bestimmung der Schallgeschwindigkeit und Absorption mit dem akustischen Interferometer von Pierce 197

Schaltvorgängen Beeinflussung von — durch Elektronenröhren 205

Schwingkristall, Über den — 203

Schwingungen — in ionisierten Gasen 33

Schwingungserzeugung. Die Verwendung der Magnetostriktion zur — 240
Schwingungserzeugung siehe auch unter Elektronenröhren-Generator.

Schwunderscheinungen:
Schwunderscheinungen und Wetter 162
Über ein Verfahren zum Ausgleich von Schwunderscheinungen bei kurzen Wellen . . . 191

Sekundäremissionen. Untersuchungen über — . . 200

Sendeantennen:
Sendeantennen für den Rundfunk 161
Die Konstruktion von Sendeantennen für Rundfunkstationen 159

Sendecharakteristik. Über die — von Flugzeugschleppantennen 89

Sender siehe auch unter Elektronenröhren-Generator

Störungen siehe unter atmosphärische Störungen und unter Ausbreitung der Wellen.

Telephonie:
Das Empfangssystem für die drahtlose transatlantische Telephonie mit langen Wellen . 155
Definition der Leistung von Telephoniesendern . 232
Die Messung der Modulation mit dem Röhrenvoltmeter 244

Temperatur. Eine neue Methode zur Bestimmung der — von Glühfäden 197

Transformatoren. Verstärker — 121

Übersteuerungsanzeiger Verzerrungsempfänger als — beim Rundfunksender 149

Ultrakurze Wellen siehe unter kurze Wellen.

Vakuum:
Eine Hochvakuumpumpe grosser Leistung . . 86

Verstärker siehe unter Elektronenröhren-Verstärker.

Verstärkerketten. Theorie neutralisierter — 45, 150 u. 151

Verstärkertransformatoren 121

Verstärkung Über die — und Gleichrichtung von sehr kurzen elektrischen Wellen 3

Wellenausbreitung siehe unter Ausbreitung der Wellen.

Wetter. Schwunderscheinungen und — 162

Widerstand:
Eine Methode zur Bestimmung des äquivalenten Widerstandes von Luftkondensatoren bei Hochfrequenz 38
Widerstand des menschlichen Körpers bei hochfrequenten elektrischen Strömen 177

Widerstands-Verstärker siehe unter Elektronenröhren-Verstärker.

Großdruckerei Paul Dünnhaupt, Köthen (Anhalt)

Digitized by Google

Band 35 Januar 1930 Heft 1

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

	Seite
Fritz Schröter: Dr. phil. h. c. Georg Graf von Arco. (Mit einem Bild im Text)	1
Kinjiro Okabe: Ueber die Verstärkung und Gleichrichtung von sehr kurzen elektrischen Wellen. (Mit 7 Bildern im Text)	3
S. Chaikin: Ueber eine direkte Methode zur Messung von kleinen Dämpfungen bei Piezokristallresonatoren. (Mit 2 Bildern im Text)	6
A. Esau und E. Busse: Ueber die Erwärmung von festen und flüssigen Isolatoren in Wechselfeldern sehr hoher Frequenz. (Mit einem Bild im Text)	9
Yoji Ito: Theorie der Zweielektrodenröhren und Erzeugung elektrischer Schwingungen von extra niedriger Frequenz. (Mit 19 Bildern im Text)	12
H. E. Hollmann: Zusammenfassender Bericht. Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren. (Mit 22 Bildern im Text)	21
Carl Lübben: Patentschau. (Mit 38 Bildern im Text)	27
Referate:	
L. Tonks und J. Langmuir (J. Zenneck): Schwingungen in ionisierten Gasen	33
L. A. Pardue und J. S. Webb (J. Zenneck): Ionenschwingungen in der Glimmentladung. (Mit einem Bild im Text)	35
J. C. Schelleng (J. Zenneck): Bemerkungen zu der Bestimmung der Ionisation in der oberen Atmosphäre. (Mit einem Bild im Text)	35
Referate	
E. V. Appleton (J. Zenneck): Die äquivalente Höhe der ionisierten Atmosphärenschichten in England und Amerika	36
H. B. Maris und E. O. Hulburt (J. Zenneck): Eine Theorie des Nordlichts und der magnetischen Stürme	37
G. W. Sutton (E. Lübcke): Eine Methode zur Bestimmung des äquivalenten Widerstandes von Luftkondensatoren bei Hochfrequenz	38
H. M. Turner (J. Zenneck): Eine Methode zur Messung der Induktivität von Drosselspulen. (Mit 3 Bildern im Text)	38
L. Hartshorn (E. Lübcke): Die Messung von Anodenkreis-Induktivitäten und gegenseitiger Leitfähigkeit von Thermionen-Röhren	39
Industrie-Rundschau:	
Schackow, Leder & Co. G. m. b. H., Berlin: Der Schaleco-All-DX-Empfänger. (Mit 4 Bildern im Text)	40
E. Meyer: Ueber die Konus- und Sektor-Membranen. (Mit einem Bild im Text)	41
Max Dobrindt, Allgemeine Präzisionswerkstätten, Berlin-Friedenau. Kurzwellen-Spulen. (Mit 4 Bildern im Text)	42
Zieh- und Stanzgesellschaft m. b. H., Berlin: „Z & S" Spannungsteiler (Mit einem Bild im Text)	43
Eingegangene Bücher	44
Bücherbesprechungen	44

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Manz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen

Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 38, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Dr. phil. h. c. Georg Graf von Arco.

Aus Anlaß seines 60. Geburtstages am 30. August 1929.

Von **Fritz Schröter**, Berlin.

Als ich Graf Arco vor etwa neun Jahren persönlich kennen lernte, war sein Ruf in den Fachkreisen längst ebenso begründet, wie er es heute, im Zeitalter des Rundfunks, in breiten Volksschichten ist. Man sah in ihm den deutschen Führer der in imposanter Entwicklung vorwärtsstrebenden drahtlosen Technik, dessen Genie und Tatkraft es gelungen war, das Erbe Slabys und Brauns durch schwere Stürme und Krisen hindurch zu wahren und zu mehren.

Ich wollte ihm damals über Versuche mit Glimmlicht-Verstärkern berichten, für die der Leiter des Röhrenlaboratoriums von Telefunken, Dr. Hans Rukop, Berater heranzuziehen suchte. Auf einen stundenlangen Vortrag gefaßt, betrat ich Graf Arcos Zimmer im Bewußtsein einer schwierigen Aufgabe. Wußte ich doch, daß sein in räumlichen Modell-Vorstellungen findiger Intellekt hier „unanschaulichen" Dingen gegenüberstand, die durch den Mengensinn, nicht durch den Raumsinn zu begreifen sind. Wie erstaunt war ich aber, als ich mich nach fünf Minuten schon wieder draußen befand — nicht etwa vorzeitig entlassen; im Gegenteil: Mein Thema war restlos erschöpft! Graf Arco hatte durch wenige scharf präzisierte Fragen und Zusammenfassungen meiner Auskünfte die große Linie des Wesentlichen durch das Gestrüpp meiner Gelehrsamkeit gebahnt.

So begann meine anfangs lose, später feste Kopplung mit Telefunken. Sie hat es mir ermöglicht, als Mitarbeiter Graf Arcos nicht nur sein weiteres Wirken in der Hochfrequenztechnik aus der Nähe zu erleben, sondern auch vieles über seine frühere Tätigkeit zu erfahren, was neben der bahnbrechenden Leistung des Fachmanns seine ethisch hochstehende Auffassung der Ingenieurarbeit als Dienerin des menschlichen Aufstieges erkennen läßt.

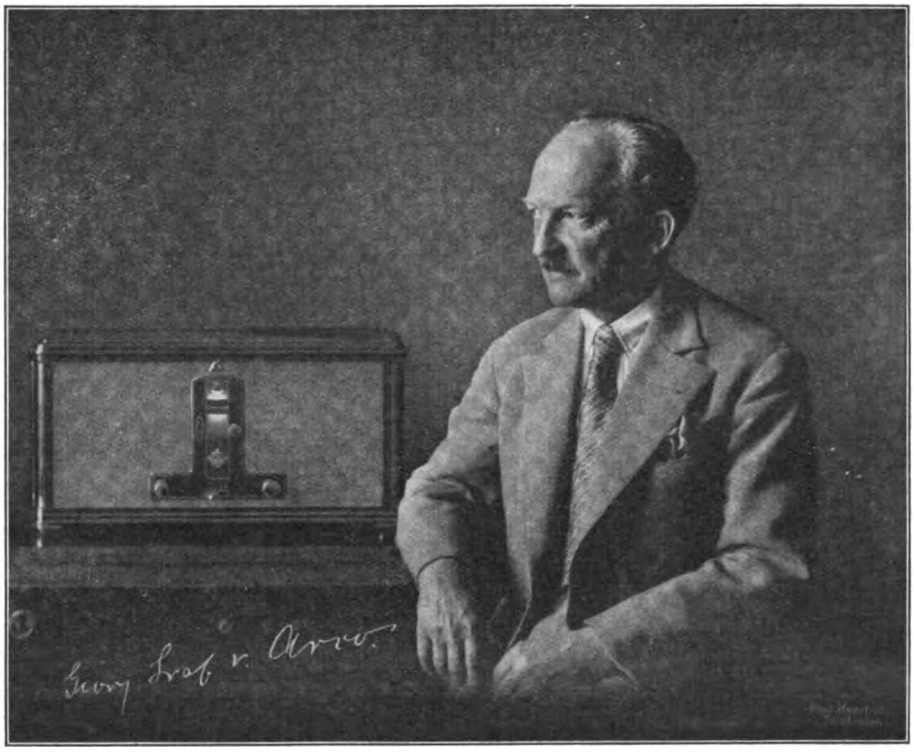
Unnötig, hier die bisherige Lebensgeschichte des Grafen zu entwickeln. In zahlreichen Veröffentlichungen[1]) finden wir die Daten seiner Geburt, seiner im heimatlichen Oberschlesien verlebten Kindheit, seines von früher Neigung zum Maschinenwesen beherrschten Bildungsganges, seiner kurzen Offizierslaufbahn und seiner endgültigen Umkehr zur Technik. Geheimrat Riedler von der Charlottenburger Hochschule brachte ihn mit Slaby in Verbindung und gab so Graf Arcos Wirken die entscheidende Richtung. Weltbekannt ist die Rolle, die er von da ab in der drahtlosen Telegraphie gespielt hat: Zuerst als Assistent Slabys bei jenen fundamentalen Versuchen, von denen heute eine Gedenktafel an der Sakrower Heilandskirche kündet, später als Mitarbeiter bei der Durchbildung des Systems Slaby-Arco, das bald in einen immer heißeren Wettkampf mit seinem Nebenbuhler Braun-Siemens hineingeriet. Als im Jahre 1903 die Verschmelzung der

[1]) z. B. Telefunken-Zeitung, Heft 50, S. 5, 1928; Telefunken-Zeitung, Heft 52, S. 8, 1929; Der Deutsche Rundfunk, Jahrgang 2, Nr. 7, 1924.

Digitized by Google

beiden Systeme durch Begründung Telefunkens den Streit beendete, trat Graf Arco an die Spitze der Gesellschaft, der er heute, als Sechzigjähriger, mit der gleichen Begeisterung für technische Fortschritte dient wie dazumal.

Die großen Marksteine der Entwicklung Telefunkens, Löschfunken-System, Hochfrequenz-Maschinensender, Röhrensender und Kurzwellenübertragung, bezeichnen den nach außen hin glänzenden, innerlich aber an Mühen, Rückschlägen und Krisen reichen Werdegang der deutschen Funktelegraphie[2]). Graf Arco war es, der als Erster die



Bedeutung der Arbeiten von Max Wien über Stoßerregung in gekoppelten Kreisen erkannte. Das hieraus entstandene System der tönenden Funken begründete mit einem Schlage die Ueberlegenheit der Telefunken-Gesellschaft in der Welt. Es hatte sich gegenüber dem Poulsen-Sender durchgesetzt, dessen schwankende Frequenz die Ausnutzung der grundsätzlichen Vorteile ungedämpfter Wellen vereitelte. Aber die wachsenden Anforderungen hinsichtlich Reichweite und Abstimmungsschärfe, bedingt durch das Streben, die Funktelegraphie zum transozeanischen Nachrichtenmittel auszugestalten, konnten schließlich doch nur durch konstante ungedämpfte Wellen und mächtige Schwingleistungen erfüllt werden. Hier war es wiederum Graf Arco, der genial das von Epstein, Joly und Vallauri benutzte Prinzip der Periodenvervielfachung durch magnetisch gesättigte Eisendrosseln aufgriff, um es zur Erzeugung von Radiofrequenzen durch Wechselstrommaschinen in Verbindung mit ruhenden Frequenzwandlern nutzbar zu machen. Der Arcosche Maschinensender hat den von Telefunken erbauten Großstationen für lange Zeit das Gepräge gegeben. Die Bedeutung Nauens für den Funkverkehr über Länder und Meere, insbesondere während des Weltkrieges, braucht an dieser Stelle wohl nicht besonders hervorgehoben zu werden.

Doch die Technik schritt unaufhaltsam vorwärts. Die Liebenröhre, deren Möglichkeiten Graf Arco als einem der Ersten einleuchteten, war in den Händen Dr. Alexander Meißners zum überlegenen Schwingungs-Generator geworden, nachdem sie als Nieder- und Hochfrequenzverstärker, sodann durch das Prinzip der Rückkopplung einen ungeheuren Aufschwung der Empfangstechnik ermöglicht hatte. Der Röhrensender brachte die erste brauchbare drahtlose Telephonie. Graf Arco, durch die vakuumtechnischen Schwierigkeiten dieser Entwicklung anfänglich stark entmutigt, begann wieder zu hoffen, als er den rettenden Ausweg in der Hochvakuumröhre Langmuirs erkannt hatte. Er setzte sich nunmehr mit aller Energie auch auf diesem Gebiete ein und hat wohl in der durch das Elektronenrelais ausgelösten umwälzenden Gestaltung des Funkwesens, in der Aera des Rundfunksenders und des Kurzwellensenders, die eine unerhört vielseitige Technik, Telephonie und Schnelltelegraphie, gebündelte Ausstrahlung und Einstrahlung, die Möglichkeit elektrisch-optischer Uebertragungen, Bildtelegraphie und Fernsehen, wachrief, die beglückendsten Tage seines beruflichen Wirkens erlebt. Denn wenn auch seine größte schöpferische Leistung, der Hochfrequenzmaschinensender, der ihm seinerzeit den Dr. phil. h. c. der Universität Straßburg eintrug, weiter zurück liegt, so hat Graf Arco doch in der jüngeren Entwicklung, die der drahtlosen Welle so starke Einflüsse auf das menschliche Leben verschafft und in Wirtschaft und Kultur so tief eingegriffen hat, die Erfüllung alles dessen gefunden, was die zu Lebzeiten Slabys und

[2]) Vgl. den von Graf Arco verfassten Aufsatz „Wege und Werden" in der 1928 in Berlin erschienenen Festschrift „25 Jahre Telefunken".

Digitized by Google

Brauns von ihm mitgeschaffenen und mitgehegten Grundlagen und Grundgedanken verhießen, was aber erst mit den modernen Mitteln durchführbar wurde.

Ich entsinne mich der Begeisterung des Grafen, als uns Dr. Karolus im Jahre 1925 zum erstenmal ein brauchbares Fernsehen zeigte. Hier sah man deutlich die von Graf Arco so oft hervorgehobene Folgerichtigkeit der Entwicklung, die in der Abkehr von der Mechanik und im Uebergang zu den trägheitslosen Elektronen- und Molekülbewegungen ein höheres Können der Technik offenbart.

Diese Ausführungen dürften genügen, um Graf Arcos Linie in der Geschichte der Funktelegraphie zu erkennen. Seiner geistigen Produktivität verdankt Telefunken bis heute nahezu 400 Patentanmeldungen. Die Mehrzahl derselben konnte bei dem raschen Entwicklungstempo niemals auf Ausführbarkeit geprüft werden. Ein nicht geringer Teil jedoch, insbesondere die auf den Maschinensender bezüglichen, hat sich als fruchtbar erwiesen, wie das Werden und Wachsen Nauens, Graf Arcos persönlichsten Lebenswerkes, bezeugt.

Man möge mir noch einige Bemerkungen über den Menschen gestatten. Ich habe früher etwas darüber geschrieben (l. c. 1) und möchte mich hier möglichst wenig wiederholen. Graf Arco ist ein wahrer Diener der Menschheit; er ist dem Werke zuliebe in der Zurücksetzung eigener Wünsche und in der kollegialen Einordnung in eine Arbeitsgemeinschaft vorbildlich. Der fruchtbarste Erfinder Telefunkens, besitzt er doch gar nicht den üblichen Erfinder-Ehrgeiz.

Graf Arco, der Denker, anthropozentrisch und doch weit davon entfernt, Sinn und Zweck alles physischen Geschehens nur auf den Menschen zu beziehen, ist außerhalb des Berufs infolge seines mit den Jahren außerordentlich bereicherten Naturverständnisses hauptsächlich Biologe vom realen, Monist vom transzendentalen Standpunkt aus. In seiner Einstellung zum Staat ist er der unerbittlich logische und daher von Traditionen nicht gebundene Vorkämpfer reiner Menschlichkeit. Für alle Regelungen, die eine Mehrzahl von Individuen betreffen, gilt ihm als oberstes Prinzip die den Techniker kennzeichnende Forderung des höchsten Wirkungsgrades. Er ist daher Gegner jeder unzweckmäßigen, weil unökonomischen Verwendung der immer knapper werdenden Rohstoffe und Kraftquellen, die im Rahmen eines anderen Verwendungszweckes höheren Allgemeinwohlstand hervorbringen könnten. Bei alledem ist Graf Arco ein Mann der Wirklichkeit, nicht der Utopie.

Betrachten wir noch schnell den Gefühlsmenschen, so werden die Gegensätze aller impulsiven und affektstarken Naturen erkennbar. Plötzliche Umschwünge vom Optimismus zum Pessimismus, vom Bejahen zum Verneinen, die sich auch in seiner Einstellung anderen Menschen gegenüber zeigen, sind früher häufig gewesen, indessen mit den Jahren seltener geworden. Geduldig aber wird Graf Arco niemals werden. Er spricht, wie er denkt: im Telegrammstil. Und er findet dabei für jeden Begriff fast immer das kürzeste Wort, den prägnantesten Ausdruck.

Er gehört zu jenen Menschen, die, unverzagt, in ihrem Unterbewußtsein von der Erkenntnis der Bedingtheit alles Menschenwerks regiert werden. Seine Fähigkeit, sich sprunghaft umzuschalten, wenn eine neue Entwicklungslinie erkennbar wird, ist oft charakteristisch hervorgetreten. In seinen Neigungen ist er dem Automobilismus und der Pflege geistiger Geselligkeit treu geblieben, Dingen, die seiner beweglichen Natur vollendet adäquat erscheinen und in denen daher die Jahre an seinem Typus bisher spurlos vorübergegangen sind. Trotz seines Nimbus, seiner zahllosen Ehrungen und vielen Beziehungen zu intellektuellen Größen, wobei er meist der gebende Teil ist, bleibt Graf Arco auffallend bescheiden, durch Selbstkritik und Wahrhaftigkeit gezügelt. Sie sind seine vornehmsten Charaktereigenschaften, denn sie stellen ihn weit über das Niveau, das die Welt ihm als Denker und Erfinder angewiesen hat und das, wie bei jedem ungewöhnlichen Menschen, von Anerkennung einerseits, Eifersucht andererseits reguliert wird.

Wir leben in einer Zeit, die den Augenblickserfolg anbetet. Es imponieren nur die raschen Entschlüsse, und Meister ist, wer seine dadurch bedingten Mißerfolge am besten zu verschleiern versteht. Heuchlerischer Opportunismus lügt Treulosigkeit in Anpassungsfähigkeit, Zerfahrenheit in Vielseitigkeit um. In solcher Zeit tut es doppelt wohl, auf einen Mann wie den Grafen Arco hinweisen zu können, der mit seinem reinen, unbeirrten Wollen und seinem nur auf wahre Menschheitsziele gerichteten Wirken hoch über diesem ganzen kulturmordenden Getriebe steht und so nicht nur den Technikern seines Fachgebietes, sondern allen ethisch aufwärtsstrebenden Männern als Beispiel dient.

Ueber die Verstärkung und Gleichrichtung von sehr kurzen elektrischen Wellen.

Von **Kinjiro Okabe.**

Tohoku Kaiserliche Universität, Sendai, Japan.

Inhaltsübersicht:

Es wird ein Empfänger mit Zweielektrodenröhren (Dioden) und mit Dreielektrodenröhren (Trioden) im Magnetfeld beschrieben, der schwache elektrische Wellen von sehr kurzer Länge ($\lambda \sim 50$ cm) verstärkt und gleichrichtet.

1. Einleitung.

Bereits Barkhausen und Kurz[1]) teilen mit, daß der von ihnen entdeckte Röhrengenerator für sehr kurze Wellen auch als Empfänger benutzt werden

[1]) Phys. Ztschr. **21**, S. 1, 1920.

Digitized by Google

kann und dann bessere Ergebnisse liefert als ein gewöhnlicher Detektorempfänger. In den meisten Fällen dieser Art konnte der Verfasser[2]) zeigen, daß hierbei eine Verstärkerwirkung besonderer Art stattfand. Der Verfasser ist der Ansicht, daß sich die Theorie des Verstärkungsvorganges auf Grund eines negativen Widerstands, der wahrscheinlich hierbei auftritt, bis zu einem gewissen Grade entwickeln läßt.

Die im folgenden beschriebenen Versuche wurden sowohl mit Zweielektrodenröhren (Dioden) wie auch mit Dreielektrodenröhren (Trioden) im Magnetfeld ausgeführt.

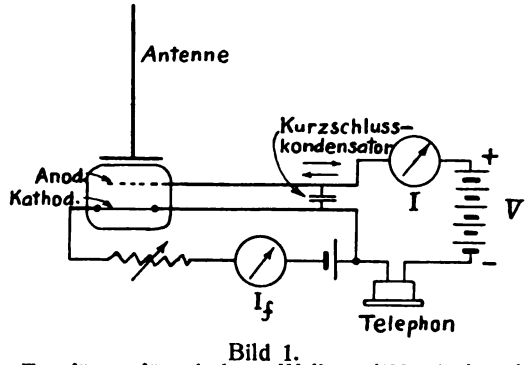


Bild 1.
Dioden-Empfänger für sehr kurze Wellen mit Verstärkerwirkung.

2. Versuchsresultate mit Dioden.

Die benutzten Dioden enthielten einen Heizdraht als Kathode und eine zylindrische Spirale als Anode, deren Durchmesser 0,5—1,5 cm betrug. Der Durchmesser der Glaswand betrug ein Mehrfaches des Anodendurchmessers. Genaue Symmetrie im Aufbau war besonders erforderlich. In den meisten Fällen

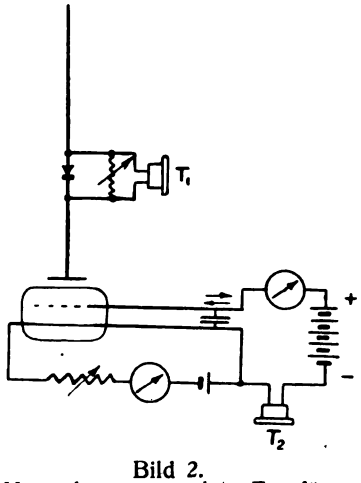


Bild 2.
Die bei den Versuchen verwendete Empfängerschaltung.

wurde, um ein hohes Vakuum zu erzielen, innerhalb der Röhren Magnesium niedergeschlagen.

Eine für den Empfang geeignete Schaltung zeigt Bild 1. Die Verstärkung besonderer Art wurde mit der Schaltung von Bild *2* nachgewiesen. Die Schaltung von Bild *2* unterscheidet sich von derjenigen von Bild 1 nur dadurch, daß in den als Antenne dienenden linearen Resonator ein Detektorempfänger eingeschaltet ist.

Wurde der Heizstrom I_f allmählich verändert, so änderte sich die Lautstärke im Telephon T_1 in der Weise, wie Bild 3 zeigt. Die ungewöhnliche Zunahme der Lautstärke in der Nähe von $I_f = 3{,}2$ *A* zeigt deutlich das Vorhandensein einer Verstärkung besonderer Art. Wir haben keinen vernünftigen Grund, diese plötzliche Zunahme der Lautstärkung auf andere Weise zu erklären. Diese Resultate wurden nur erhalten, wenn die Stärke der ankommenden Welle schwach war.

Bild 4 zeigt die Beziehung zwischen dem Heizstrom und der Lautstärke im Telephon-Empfänger T_1.

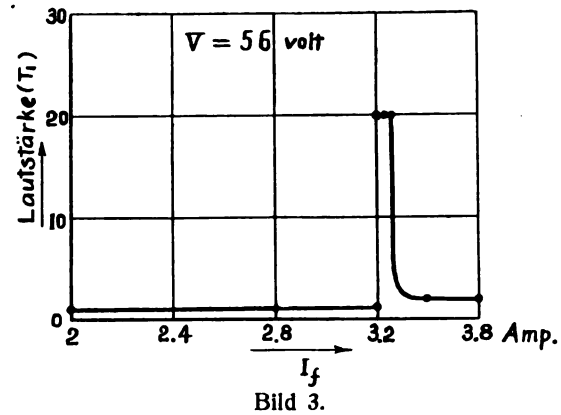


Bild 3.
Lautstärke in Abhängigkeit vom Heizstrom.

Dieses Resultat wurde mit einer schwachen Welle von 80 cm Wellenlänge erhalten. In allen Fällen wurden die elektrischen Wellen mit einer Hörfrequenz moduliert, da ein „Heterodyn-Empfang" sehr schwierig war. Der Empfang war in 5 m Entfernung gut, in 20—40 m Entfernung schwach zu hören und verschwand in noch größerer Entfernung.

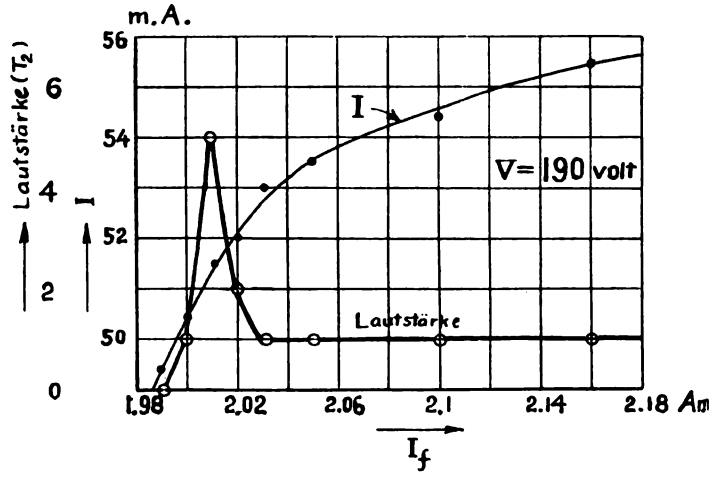


Bild 4.
Lautstärke und Anodenstrom in Abhängigkeit vom Heizstrom.

Wurde ein Krystalldetektor-Empfänger an Stelle des Röhrenempfängers verwendet, so konnten wir selbst bei einer Entfernung von nur 6 Metern die Welle nicht erhalten.

Schwingungen vom Barkhausen-Kurz-Typ konnten mit dem vorliegenden System erhalten werden; ein genügender Empfang von Wellen war nur möglich, wenn diese Schwingungen durch Vermehrung des Heizstroms oder durch Verringerung der

[2]) J. I. E. E. in Japan, Jan. 1929.

Digitized by Google

Anodenspannung verringert, aber nicht aufgehoben werden.

Nun sei eine kurze Beschreibung der Einstellung des Empfängers gegeben. Zuerst war der beste Wert der Spannung V aufzusuchen, und dann mußte die

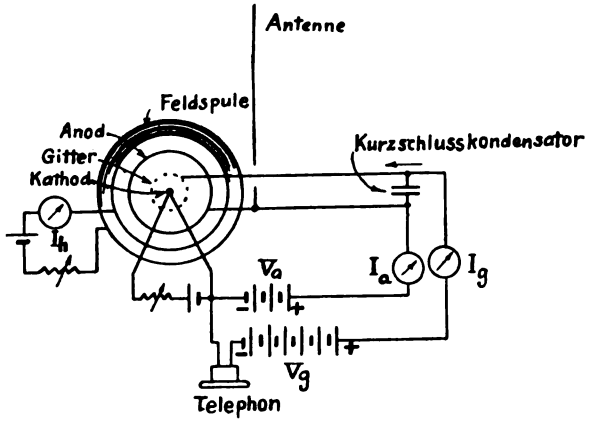


Bild 5.
Trioden-Empfänger mit Magnetfeld für sehr kurze Wellen mit Verstärkerwirkung.

Stärke des Heizstromes und die Lage des Kurzschlußkondensators günstig eingestellt werden. Wenn die geeigneten Röhren benutzt wurden, konnten die erwähnten Einstellungen leicht ausgeführt werden.

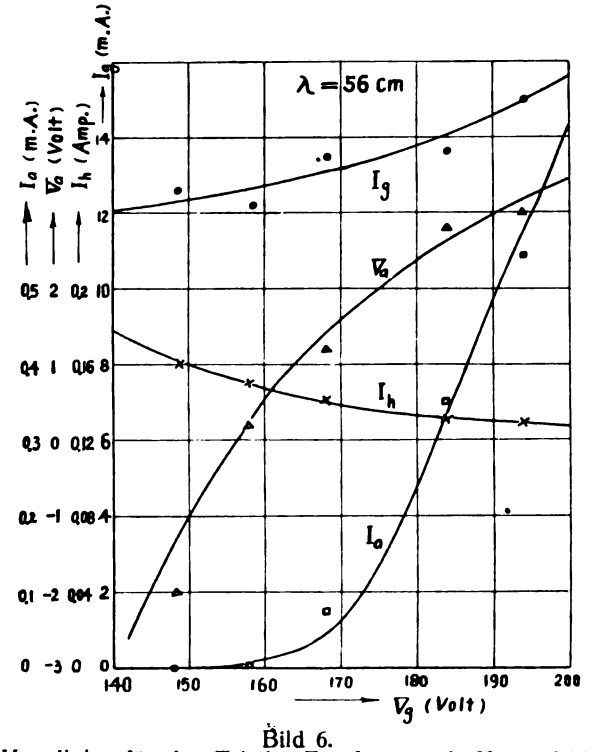


Bild 6.
Kennlinien für den Trioden-Empfänger mit Magnetfeld.

3. Versuchsresultate mit „Trioden im Magnetfeld".

Ergebnisse mit ähnlichen charakteristischen Eigenschaften wurden auch mit Trioden erhalten, die zylindrische Elektroden enthielten. In diesem Falle zeigt es sich, daß ein um so besserer Empfang von Wellen erhalten werden kann, wenn ein geeignetes Magnetfeld parallel zu den Elektrodenachsen angewandt wird. Durch die Anwendung eines Magnetfeldes konnte der Grad der Verstärkung besonderer Art erhöht und die Gitterspannung sowohl wie der Gitterstrom in den meisten Fällen verringert werden.

Die benutzte Schaltung zeigt Bild 5. Wenn die Gitterspannung V_g gegeben war, war es nötig, den Gitterstrom I_h, den Feldspulenstrom I_g und die Anodenspannung V_a zu regulieren, um einen guten Empfang von Wellen zu erhalten, wobei die Lage des Kurzschlußkondensators konstant gehalten wurde. Die Bilder 6 und 7 zeigen die auf diese Weise erhaltenen Resultate.

In dem Falle von Bild 6 wurde das „Symotron U. F. 101" (von der Tokyo Elektr. Ges. in Kawasaku) benutzt, und im Falle von Bild 7 wurde eine größere Vakuumröhre (Anodendurchmesser

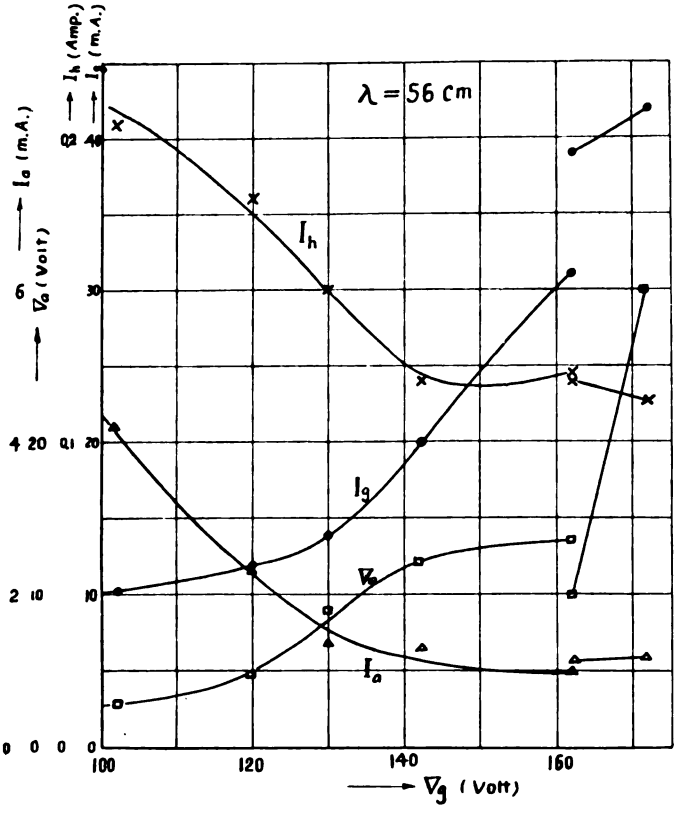


Bild 7.
Kennlinien für den Trioden-Empfänger mit Magnetfeld.

= 1,5 cm; Gitterdurchmesser = 0,55 cm) benutzt. Die Resultate sind in beiden Fällen in den charakteristischen Eigenschaften einander ähnlich, ausgenommen das Verhalten von V_a. Bild 7 zeigt für V_a zwei Höchstwerte in der Nähe von $V_g = 160$ Volt. Beide Versuche wurden mit der Welle von 56 cm Länge ausgeführt.

Wenn das Magnetfeld nicht angewandt wurde, konnte ein Empfang ähnlicher Art im Falle von Bild 6 erst erhalten werden, wenn die Gitterspannung bis auf ungefähr 190 Volt erhöht wurde; im Falle von Bild 7 mußte V_g bis etwa 200 Volt erhöht werden.

Zum Schluß möchte der Verfasser den Herren Professoren Yagi und Nukiyama seinen Dank aussprechen für ihre wertvollen Belehrungen und Anregungen.

Die vorliegende Untersuchung wurde weiter ausgebaut durch Assistent Professor Uda unter Leitung von Prof. Yagi. Als Ergebnis mehrfacher Untersuchungen gelang es ihm, einen sehr empfind-

Digitized by Google

lichen Ultrakurzwellen-Empfänger zu entwickeln, der die Verstärkung und Gleichrichtung einer modulierten schwachen Welle von 45 cm Länge in einer Entfernung von 30 km ermöglicht[3]).

Zusammenfassung.

Wird ein Ultrakurzwellen-Röhrengenerator nach Barkhausen und Kurz als Empfänger verwendet, so ergibt sich außer einer Gleichrichtung unter bestimmten Bedingungen auch eine merkliche Verstärkung besonderer Art. Es werden derartige Versuche mit Zweielektrodenröhren und mit Dreielektrodenröhren für Wellenlängen von etwa 50 cm beschrieben.

(Eingegangen am 26. Juli 1929.)

Ueber eine direkte Methode zur Messung von kleinen Dämpfungen bei Piezokristallresonatoren.

Von **S. Chaikin**, Moskau.

Inhaltsübersicht.

Es wird ein Verfahren zur Bestimmung der geringen Dämpfung von Piezoquarzresonatoren beschrieben, bei welchem die Energie des frei ausschwingenden Resonators mittels eines ballistischen Galvanometers gemessen wird.

Bei der Anwendung der gewöhnlichen Methode von Bjerknes zur Bestimmung des logarithmischen Dekrements $\mathfrak{d} = \delta \cdot \tau$ aus den Resonanzkurven auf Piezoquarzresonatoren[1]) stößt man auf einige theoretische und besonders auf experimentelle Schwierigkeiten.

Die erste theoretische Schwierigkeit besteht darin, daß die Methode von Bjerknes nur für den Fall gilt, in welchem die Schwingungen durch lineare Differentialgleichungen bestimmt sind. Wenn dies nicht der Fall ist und die Amplitudenabnahme der Eigenschwingungen dem Gesetze $e^{-\delta t}$ nicht folgt, so verliert der Begriff des logarithmischen Dekrements seinen Sinn und es erweist sich die Bjerknes'sche Methode als unbrauchbar. Da man bei Piezoquarzschwingungen von vornherein nicht weiß, ob sie einem linearen Gesetz folgen, muß man prinzipiell eine Methode vorziehen, welche die Linearität der Gleichungen nicht voraussetzt und die Abnahme der Amplitude mit der Zeit — die allgemein durch $f(t)$ darzustellen ist — möglichst direkt zu bestimmen erlaubt.

Noch größere praktische Bedeutung haben aber die experimentellen Schwierigkeiten, welche bei der Bestimmung der Dämpfung eines Piezoquarzresonators mittels der Bjerknes'schen Methode entstehen.

Bei den sehr kleinen Dämpfungen der Quarzresonatoren muß der Röhrengenerator, mit welchem man den Piezoquarzresonator erregt, eine sehr hohe Frequenzkonstanz aufweisen. Die ganze Resonanzkurve liegt (bei mittleren Radiofrequenzen) im Intervall von einigen Per./sec, und die kleinste zufällige Veränderung der Generatorfrequenz wird die Form der Resonanzkurve entstellen. Je kleiner die Dämpfung ist, desto größer muß die Stabilität der Generatorfrequenz sein. Bei sehr kleinen Dämpfungen (logarithmisches Dekrement von der Ordnung $10^{-4} - 10^{-5}$), welche die Quarzresonatoren unter gewissen Bedingungen aufweisen, stellt die Aufnahme der Resonanzkurve eine sehr schwierige Aufgabe dar.

Außer dieser Grundschwierigkeit muß man bei der Aufnahme der Resonanzkurven von Quarzresonatoren noch einige Fehlerquellen (die Rückwirkung des Quarzresonators auf den Röhrengenerator, die direkte Wirkung des Generators auf den Indikatorkreis usw.) sorgfältig beseitigen. Infolge aller dieser Schwierigkeiten ist die gewöhnliche Bjerknes-Methode für die Bestimmung der Dämpfung der Piezoquarzresonatoren, besonders im Falle sehr kleiner Dämpfungen, wenig geeignet. Es war deshalb notwendig, eine neue Messungsmethode, welche von allen diesen Schwierigkeiten frei wäre, auszuarbeiten. Als eine solche Methode hat sich die direkte Messung der Dämpfung freier Schwingungen eines Piezoquarzresonators erwiesen.

Diese Messungsmethode besteht in folgendem: Mittels eines Röhrengenerators erregt man im Piezoquarzresonator erzwungene Schwingungen. In einem gewissen Moment (t_0) bricht man die Wirkung des Generators ab und überläßt den Quarzresonator freien Schwingungen mit bestimmter Dämpfung. Nach einem gewissen Zeitabschnitt (im Moment t_1) schaltet man an die Quarzelektroden einen elektrischen Kreis an, mit welchem ein Detektor und ein ballistisches Galvanometer gekoppelt sind.

Falls der Detektor dem quadratischen Gesetze folgt, werden die Ausschläge des ballistischen Galvanometers proportional der Größe $\int_{t_1}^{t=\infty} i^2\,dt$ sein (i ist der Strom, welcher im elektrischen Kreise durch die Quarzschwingungen hervorgerufen wird). Wenn wir diese Messungen für verschiedene Momente t_1 bei unveränderten Anfangsbedingungen für die freien Quarzschwingungen ausführen, erhalten wir eine Kurve, welche die Größe $\int_{t_1}^{t=\infty} i^2\,dt$ als Funktion der unteren Integrationsgrenze ergibt.

Aus dieser Kurve kann man das Gesetz der Dämpfung bestimmen, ohne die Voraussetzungen zu machen, daß die Schwingungsgleichungen linear sind.

Bei beliebigen Gleichungen, welche die Schwingungen eines Quarzresonators bestimmen, können wir das Dämpfungsgesetz aus dieser Kurve berechnen, wenn wir nur folgende Voraussetzungen machen: 1. Die Dämpfung der Quarzschwingungen ist sehr klein im Vergleich zur Dämpfung des Kreises, welcher

[3]) Ein Bericht darüber erscheint später in dieser Zeitschrift.

[1]) Vergl. A. Meißner, Zschr. für techn. Phys. 7, S. 585, 1926, Nr. 12. K. Heegner, Jahrb. der drahtl. Telegr. u. Teleph. 29, S. 177, 1927, Heft 6.

Digitized by Google

mit dem Galvonometer gekoppelt ist. 2. Die Rückwirkung des Indikatorkreises auf den Quarzresonator bringt nur eine geringe Dämpfung (im Vergleich mit der Dämpfung des Indikatorkreises) in die Quarzschwingung herein. 3. Die Schwingungen im Indikatorkreis sind durch lineare Gleichungen bestimmt.

Unter diesen Voraussetzungen ist die erhaltene experimentelle Kurve durch folgenden Ausdruck bestimmt:

$$J = c \int_{t_1}^{t=\infty} [f(t)]^2 \, dt$$

Hier sind J die Ausschläge des ballistischen Galvanometers, und f (t) die Dämpfungsfunktion, eine langsam abnehmende Funktion, welche die Abnahme der Amplitude mit der Zeit angibt.

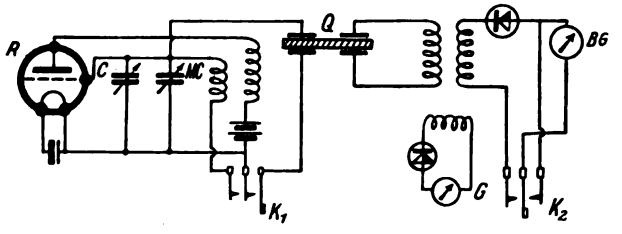


Bild 1.
Dämpfungskurven von Quarzresonatoren.

Wie oben angegeben, müssen alle Messungen bei den gleichen Anfangsbedingungen, d. h. bei gleicher Amplitude und gleicher Frequenz ausgeführt werden (es ist selbstverständlich, daß die Phase hier keine Rolle spielt).

Diese beiden Bedingungen sind bei der direkten Messungsmethode sehr leicht zu erfüllen. Wie aus der Beschreibung der Meßanordnung ersichtlich sein wird, fallen hier auch alle experimentellen Schwierigkeiten fort, welche die Bjerknes-Methode in vielen Fällen fast unbrauchbar machen.

Das Schema der Meßanordnung ist in Bild 1 dargestellt. R ist ein Röhrengenerator, welcher die Schwingungen des Quarzresonators Q erregt. Der Quarzresonator ist zwischen zwei Paar Elektroden symmetrisch eingestellt. Ein Mikrokondensator MC dient zur genauen Abstimmung des Generators. BG ist das ballistische Meßgalvanometer (Spiegel-Galvanometer von Hartmann & Braun mit ballistischer Einrichtung — Empfindlichkeit ca. $1 \cdot 10^{-8}$ Coul.) und G ein gewöhnliches Galvanometer (Schleifen-Galvanometer von Carl Zeiß — Empfindlichkeit ca. $1 \cdot 10^{-7}$ Amp.), welches für die Kontrolle der Stabilität der Anfangsbedingungen dient (bei allen Messungen müssen die Ausschläge dieses Galvanometers gleich sein). K_1 und K_2 sind zwei Kontaktgruppen eines schnelltätigen Umschalters. Als solcher wurde ein selbstgebauter rotierender Umschalter benutzt. Der Umschalter hat zwei Sektoren, die so angeordnet sind, daß jeder Sektor bei einer Umdrehung eine Kontaktengruppe ein- und ausschließt. Bei der Messung machen beide Sektoren zusammen nur eine einzige Umdrehung mit einer gewissen gleichmäßigen Geschwindigkeit.

Die Zeitdifferenz zwischen der Ausschaltung der Gruppe K_1 und der Einschaltung der Gruppe K_2 kann man durch Verstellung eines der beiden Sektoren variieren. Die entsprechende Zeitdifferenz wird durch die Ablesung auf einem Teilkreis mit Nonius bestimmt (der Teilkreis ist mit einem Sektor verbunden, der Nonius mit dem anderen). Mit diesem Umschalter war es möglich, die Zeitdifferenz in weiten Grenzen zu variieren und mit einer befriedigenden Genauigkeit (von der Ordnung 10^{-4} sec) zu bestimmen. Es ist selbstverständlich, daß statt dieses rotierenden Umschalters man auch einen anderen passenden Unterbrecher, z. B. einen Helmholtz'schen Pendelunterbrecher benutzen kann.

Bei dieser Meßanordnung werden alle obengenannten Fehlerquellen ausgeschlossen. Die Stabilität der Generatorfrequenz kommt von selbst zustande, dank der stabilisierenden Wirkung des Quarzresonators. Die direkte Wirkung des Generators auf den Indikatorkreis ist unmöglich, weil während der Zeit, in welcher der Indikatorkreis wirkt, der Generator ausgeschaltet ist.

Die Genauigkeit der Messungen bei dieser Methode wird nur durch die Genauigkeit der Ablesungen der Galvanometerausschläge und Bestimmung der Zeitdifferenzen bestimmt. Bei der direkten Meßmethode kann man sehr leicht die Genauigkeit von 1% erhalten, während die gewöhnliche Bjerknes-Methode nur relativ große Dämpfungen mit solch einer Genauigkeit zu bestimmen erlaubt. Je kleiner die Dämpfung ist, desto größer wird die Genauigkeit bei der direkten Methode sein, weil es natürlich leichter ist, größere Zeitdifferenzen genauer zu bestimmen. Die Vorzüge der direkten Methode werden also um so größer sein, je kleiner die Dämpfungen sind.

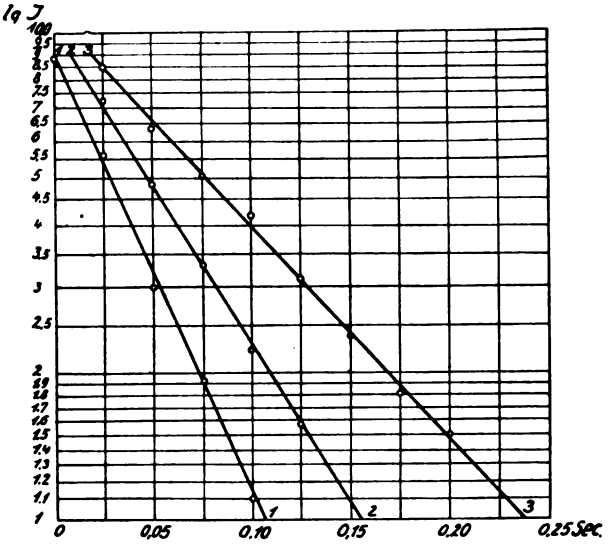


Bild 2.
Schaltung der Meßanordnung.

Mit Hilfe dieser Methode wurden viele Messungen ausgeführt. Diese Messungen hatten den Zweck, sich einige Klarheit über die Ursache der Dämpfung und die Umstände, die die Größe dieser Dämpfung bedingen, zu verschaffen.

Um die möglichen Abweichungen vom Exponentialgesetz festzustellen, ist es sehr bequem, die experimentelle Kurve auf halblogarithmisches Papier aufzutragen. In diesem halblogarithmischen Maßstabe (t auf der Abszissenachse und $log\ J$ auf der Ordinatenachse) wird die $J\ (t_1)$-Kurve für den Fall des Exponentialgesetzes durch eine Gerade dargestellt. Alle auf-

Digitized by Google

genommenen Kurven (einige von ihnen sind in Bild 2 dargestellt) weisen in dem halblogarithmischen Maßstabe keine merkliche Abweichungen von der Geraden auf. Daraus folgt, daß man auch bei Quarzschwingungen von einem logarithmischen Dekrement sprechen kann.

In weiterem ist es aber für uns bequemer, nicht von logarithmischen Dekrementen, sondern von den Dämpfungsexponenten zu reden. Das heißt, wir werden die Amplitudenabnahme, welche dem Gesetze $e^{-\delta t}$ folgt, durch die Größe „δ" kennzeichnen. Um die Größe „δ" zu finden, müssen wir beachten, daß die experimentelle Kurve durch den Ausdruck $e^{-2\delta t}$ bestimmt ist; die zweite Potenz erscheint hier wegen der quadratischen Kennlinie des Detektors. Es wurde nun experimentell bestimmt, für welche Amplituden großer Empfindlichkeit benutzt. Demzufolge war es möglich, den Abstand zwischen den Elektroden und dem Quarzresonator relativ groß zu machen, was einer losen Kopplung zwischen dem Quarzresonator und dem elektrischen Kreise entspricht.

Die gemessenen Werte des Dämpfungsexponenten δ und des logarithmischen Dekrements $\mathfrak{d}$ sind für einige Quarzresonatoren in Form von Stäben, Platten und Ringen bei zwei verschiedenen Größen des Luftdruckes (760 mm und 2 mm) in folgender Tabelle gegeben:

Alle diese Messungen wurden bei gleichem Abstand zwischen dem Quarzresonator und den Elektroden (von der Größenordnung 1 mm) ausgeführt. Um die Dämpfungswirkung der elektrischen Kreise bei diesem Elektrodenabstand abzuschätzen, haben

Tabelle
Longitudionale Schwingungen der Quarzresonatoren.

Nr. des Resonators	Form des Quarz-resonators	Dimensionen desResonators in mm	Schwingungsrichtg. und Ordnungszahl der Schwingungen		Frequenz ca	δ Luft-Druck 760 mm	δ Luft-Druck 2 mm	$\mathfrak{d} \times 10^4$ Luft-Druck 760 mm	$\mathfrak{d} \times 10^4$ Luft-Druck 2 mm
1	Stab	$35 \times 6 \times 4$	Längsschw.	$n = 1$	78.000	15	5	1,9	0,64
				$n = 2$	156.000	12	5	0,8	0,32
				$n = 4$	312.000	37	28	1,2	0,9
				$n = 5$	390.000	44	29	1,1	0,7
2	„	$20 \times 8 \times 4$		$n = 2$	273.000	27	18	1,0	0,66
3	Kreisplatte	D=20; d=3	Dickenschw.	$n = 1$	900.000	64	31	0,7	0,35
4	Ring	D_1=30; D_2=25	Längsschw.	$n = 3$	190.000	20	9	1,1	0,47

diese letzte Annahme in der von uns benutzten Anordnung (ballistische Ausschläge) gilt, und nur in diesem Gebiet sind alle Messungen ausgeführt worden. Die Größe „δ" erhält man also, wenn man den Koeffizient des Exponenten bei der experimentellen Kurve halbiert.

Die Dämpfungsgröße eines Quarzresonators ist durch äußere und innere Ursachen bedingt. Zu den äußeren Ursachen gehört die mechanische Reibung des schwingenden Quarzstabes, die Ausstrahlung der Energie in Form von akustischen Schwingungen und der Uebergang der Schwingungsenergie in die elektrischen Kreise, die mit dem Quarzresonator gekoppelt sind. Zu den inneren Ursachen gehören die innere Reibung und die innere elektrische Leitfähigkeit des Quarzresonators, welche man selbstverständlich nicht beseitigen kann. Was die äußeren Ursachen betrifft, so kann man sie vollständig beseitigen oder mindestens ihre Wirkung sehr stark herabstimmen. Wir müssen daher erwarten, daß man damit die Schwingungsdämpfung merklich verkleinern kann.

Zur Beseitigung der mechanischen Reibung wurde der Quarzstab an Seidenfäden in den Schwingungsknoten so aufgehängt, daß er die Elektroden und das Gestell nicht berührte[2]). Dadurch wurde sofort die Dämpfung des Quarzstabes stark vermindert. Eine weitere Verringerung der Dämpfung wurde bei der Verkleinerung des Druckes der den Quarzstab umgebenden Luft konstatiert. Diese beiden Mittel können zusammen die Dämpfung mehr als um das Zehnfache verkleinern.

Um die Dämpfungswirkung der elektrischen Kreise möglichst auszuschließen, wurden Galvanometer mit wir den Abstand bis auf ca. 2 mm vergrößert und demzufolge eine weitere Verringerung der Dämpfung festgestellt (z. B. für den Quarzresonator N° I bei $n = 2$, von $\delta = 5$ bis $\delta = 4{,}4$). Diese Tatsache beweist, daß die dämpfende Wirkung der elektrischen Kreise nicht ganz ausgeschlossen ist. Eine weitere Vergrößerung des Abstands war nicht möglich, weil die Ausschläge des Galvanometers zu gering wurden.

Prinzipiell ist es möglich, alle elektrischen Kreise für das Zeitintervall von t_0 bis t_1 ganz auszuschalten und dadurch ihre dämpfende Wirkung zu beseitigen. Aber der praktischen Ausführung dieser Aufgabe stellt sich folgende Schwierigkeit entgegen. Der Quarzresonator ist mit den elektrischen Kreisen durch eine kleine Kapazität gekoppelt. Um diese kapazitative Koppelung zu beseitigen, ist es nötig, beim Umschalten Kontakte ohne merkliche Kapazität zu haben. Zu diesem Zweck muß man Kontakte von spezieller Form konstruieren. (Eine entsprechende Konstruktion wird bereits ausgeführt.) Bis jetzt aber haben wir mit einem Umschalter gearbeitet, dessen Kontakte eine relativ große Kapazität hatten und demzufolge hatten wir keine Möglichkeit, die elektrischen Kreise vom Quarzresonator abzuschalten.

Die gemessenen kleinen Dämpfungen müssen wir also nicht als eigene Dämpfung des Quarzresonators, sondern als summare Dämpfung des Quarzresonators, und des mit ihm gekoppelten elektrischen Kreises betrachten. Bei verschiedenen Frequenzen können dieselben elektrischen Kreise verschiedene Dämpfungen bedingen. Demzufolge können wir von unseren Messungen keine Abhängigkeit zwischen den Dämpfungen bei verschiedenen Oberschwingungen eines Quarzresonators feststellen. Dies wird für uns nur dann möglich sein, nachdem wir alle Messungen mittels

[2]) Wie die Messungen gezeigt haben, ruft die Vergrößerung des Druckes der Elektroden auf die Quarzoberfläche eine Zunahme der Dämpfung hervor.

Digitized by Google

eines Umschalters mit kapazitätslosen Kontakten wiederholt haben werden.

Die Bestimmung der eigenen Dämpfung eines „unbelasteten" Quarzresonators ist nicht nur von diesem Gesichtspunkt von Interesse. Diese Messungen werden uns vielleicht erlauben, über den Charakter der inneren Reibung und inneren Leitfähigkeit des Quarzes bei hohen Frequenzen etwas neues zu sagen, weil nur diese zwei Ursachen die Größe der eigenen Dämpfung eines unbelasteten Quarzresonators bestimmen.

Zum Schluß möchten wir noch auf einen interessanten Umstand hinweisen. Wie aus unseren Messungen folgt, zeigen nicht nur Stäbe und Platten, sondern auch Ringe im Vakuum eine merklich kleinere Dämpfung als bei Atmosphärendruck. Daraus können wir schließen, daß auch die schwingenden Quarzringe einen merklichen Teil ihrer Schwingungsenergie in Form akustischer Schwingungen ausstrahlen. Dem Anschein nach schwingen die Quarzringe in erheblich komplizierterer Weise als wir es uns vorstellen.

Zusammenfassung.

Die gewöhnliche Bjerknes-Methode ist für Messungen der sehr kleinen Dämpfungen von Quarzresonatoren wenig brauchbar. Die vom Verfasser ausgearbeitete direkte Messungsmethode für kleine Dämpfungen ist von allen Schwierigkeiten der gewöhnlichen Methode frei. Für sehr kleine Dämpfungen ist die direkte Methode besonders brauchbar, weil sie um so größere Genauigkeit gibt, je kleiner die Dämpfungen sind. Wenn eine große Genauigkeit der Messungen unnötig ist, wird die Meßapparatur sehr einfach, und deshalb kann die direkte Methode auch für technische Zwecke mit vollem Erfolg angewandt werden.

Diese Methode kann man selbstverständlich nicht nur auf Quarzresonatoren, sondern auch auf andere schwachgedämpfte Resonatoren, z. B. andere Piezokristallresonatoren und Magnetostriktionsresonatoren anwenden.

Die Messungen mit Piezoquarzresonatoren, welche mittels dieser direkten Methode ausgeführt sind, zeigen, daß die äußeren Ursachen (mechanische Reibung und akustische Ausstrahlung der Energie) große Dämpfungen bedingen. Durch Beseitigung dieser Ursachen ist es möglich, die Dämpfung eines Quarzresonators stark zu verringern. Diese Tatsache ist für praktische Zwecke sehr wichtig. Es muß betont werden, daß die gemessenen sehr kleinen Dämpfungen zum Teil noch von der Dämpfungsrückwirkung der elektrischen Kreise herrühren, und daß die Beseitigung dieser Wirkung die Dämpfungsgrößen vielleicht weiter verringern wird. Die Messungen der eigenen Dämpfung eines unbelasteten Quarzresonators, welche mittels dieser Methode ausgeführt werden können, sind auch von gewissem theoretischen Interesse.

Die vorliegende Arbeit gehört zu der Reihe der Arbeiten, welche unter der Leitung von Herren Prof. Dr. L. Mandelstam und Prof. Dr. N. Papalexi ausgeführt werden. Die Arbeit wurde in Moskau, in dem Institut für theoretische Physik der I. Staats-Universität angefangen und in Leningrad, in der Abteilung für wissenschaftliche Radiotechnik des Staatlichen Physikalisch-technischen Laboratoriums fortgesetzt[3]).

[3]) Die vorläufige Mitteilung über diese Arbeit ist im „Journal für angewandte Physik" (Moskau) 5, S. 143, 1928, Heft 3—4, erschienen.

(Eingegangen am 5. Oktober 1929.)

Ueber die Erwärmung von festen und flüssigen Isolatoren in Wechselfeldern sehr hoher Frequenz.

Von **A. Esau** und **E. Busse.**

Technisch-Pysikalisches Institut Jena.

Bei Arbeiten, die sich mit der Entwicklung von Röhrengeneratoren größerer Leistung für sehr schnelle elektrische Schwingungen (75—100 000 Kilohertz) befaßten, zeigten die Dielektrika der Schwingungskreiskondensatoren ein auffälliges Verhalten. Sie erwärmten sich außerordentlich stark, so daß häufig ihre elektrische Festigkeit erheblich abnahm und eine Zerstörung des Kondensators eintrat. Auch bei Untersuchungen, die die Verwendung elektrischer Wechselfelder für medizinische Zwecke betrafen, traten ähnliche Erscheinungen auf. Isolatoren in oder in der Nähe dieser Felder zeigten ebenfalls beträchtliche Erwärmungen, deren Größe abhängig war von der angewendeten Energie und der Art des benutzten Materials. Da diese in den Isolatoren auftretenden Wärmewirkungen einerseits einen unerwünschten Energieverlust bedeuten, andererseits aber auch den Generator selbst gefährden, so wurden diese Erscheinungen zum Gegenstand einer Untersuchung gemacht, über deren vorläufige Ergebnisse im folgenden berichtet werden soll.

Benutzt wurde eine Generator, dessen Leistung von etwa 800 Watt abwärts in weiten Grenzen reguliert werden konnte. Seine Frequenz betrug 75 000 Kilohertz ($\lambda = 4$ m). Da eine ausführliche Beschreibung des Generators bereits erschienen ist[1]), braucht an dieser Stelle nicht näher darauf eingegangen zu werden. Mit dem Arbeitskreis des Generators wurde ein zweiter Kreis induktiv gekoppelt. Die Kopplung konnte zwecks Variation der Energie weitgehend geändert werden. Dieser zweite Kreis bestand aus einem rechteckigen Messingbügel, in dessen eine Schmalseite ein einfacher Zweiplattenkondensator eingefügt war. Die Untersuchungen

[1]) Hans Wechsung, ds. ZS. 31, S. 176, 1928.

Digitized by Google

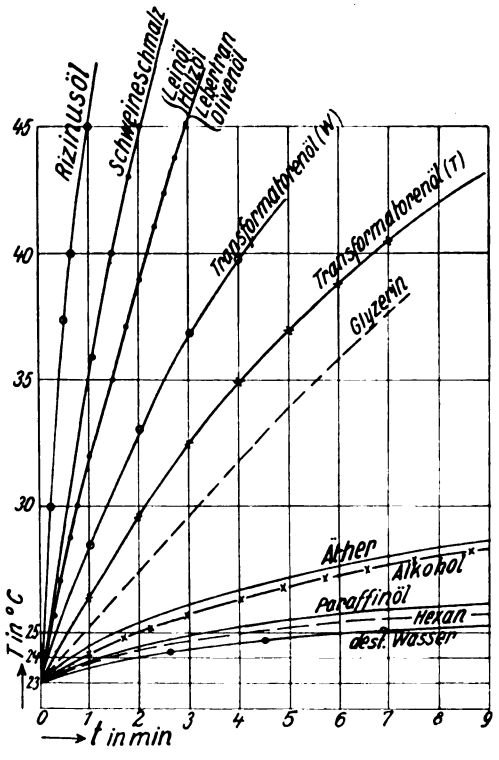
wurden im Felde dieses Kondensators ausgeführt. Es war zunächst sehr schwierig, eine haltbare Montage des Sekundärkreises auszuführen, da sich bei Messungen, die mehr als 10 Minuten dauerten, die stützenden Isolatorteile derart erwärmten, daß sie sich entweder deformierten oder zu Bruch gingen. Insbesondere durften weder Hartgummi noch ähnliche Materialien in das Feld zwischen den Platten gebracht werden, weil sie sich darin außerordentlich stark erwärmten. Da an der Oberfläche solcher Isolatoren eine Abkühlung durch die Luft stattfindet und ihr Wärmeleitvermögen sehr gering ist, wurden sie infolge der im Innern entstehenden Wärme meist explosionsartig zersprengt. Der Kreis wurde dann auf zwei Hochspannungsstützern aus Porzellan montiert. Auch diese Stützer erwärmten sich während des Betriebes sehr stark. Darauf mußte bei der Auswahl des Kittes für die Armaturen Rücksicht genommen werden. Der isolierte Handgriff, der zur Verstellung des Plattenabstandes des Drehkondensators dient, wurde abnehmbar gemacht und im Betrieb nach erfolgter Abstimmung auf Resonanz entfernt.

Zur Messung der Stromstärke im Sekundärkreis diente ein Hitzdrahtinstrument, das für kleine Stromstärken in der zweiten Schmalseite des Sekundärkreises eingebaut wurde und für mittlere Stromstärken durch einen kurzen starken Drahtbügel geshuntet werden konnte. Für größere Stromstärken wurde mit dem Sekundärkreis ein Hitzdrahtamperemeter aperiodisch und induktiv gekoppelt.

Die Grobabstimmung des Meßkreises auf die Welle des Generators wurde jeweils durch Verschiebung der oberen Schmalseite des Rechteckes vorgenommen, die Feineinstellung durch Veränderung des Plattenabstandes des Kondensators.

Die zu untersuchenden Substanzen wurden meist in Mengen von 10 ccm in ein Reagenzglas gebracht und dieses so zwischen den Platten des Kondensators befestigt, daß keine der Platten berührt wurde und die Untersuchungssubstanz sich vollständig zwischen den Platten befand. In die Substanz wurde ein normales Quecksilberthermometer gehängt. Vorversuche ergaben, daß ein Thermometer sich im Vergleich zu den zu untersuchenden Substanzen nur sehr wenig erwärmte und die dadurch bedingten Fehler innerhalb der bisher erreichten Meßgenauigkeit blieben. Die Erwärmung des Thermometers beruht größtenteils auf einer Erwärmung des Thermometerglases, während das Quecksilber selbst unter normalen Umständen nur wenig erwärmt wird. Allerdings deuten gewisse Erscheinungen darauf hin, daß ein längerer Quecksilberfaden insofern unvorteilhaft ist, als sich dann leicht Resonanzerscheinungen ausbilden können, die ein Zersprengen des Fadens und damit eine Zerstörung des Thermometers zur Folge haben. Auch das Glas der Reagenzgläser erwärmt sich im Hochfrequenzfeld. Es wurde daher stets die gleiche Glassorte verwendet, um diese Fehler bei allen Messungen einigermaßen gleich zu halten und außerdem wurden Kontrollmessungen in einem Kalorimetergefäß ausgeführt, dessen zylindrische Außen- und Innenwände als Kondensatorbelegungen im Schwingungskreis dienten.

Bei pulverförmigen Substanzen, wie z. B. Quarzstaub, Glas, Kohle und Wolframpulver, wurden Erwärmungen bis zur Weißglut bzw. bis zum Schmelzen des Reagenzglases festgestellt. Es bildete sich dann in der Regel an den heißesten Stellen zwischen den Platten eine Art Lichtbogen aus, der meist eine Zerstörung der Gefäße zur Folge hatte. Einen solchen Lichtbogen bis zu 4 cm Länge konnte man auch durch Einführen einer Streichholzflamme oder eines glühenden Gegenstandes (Ionisation) in dem Feld zwischen den beiden Platten hervorrufen. Der Lichtbogen hörte sofort auf, wenn die Flamme wieder entfernt wurde. Es erwies sich außerdem bei einer Reihe von Substanzen als vorteilhaft, das über dem Reagenzglas



befestigte Instrument durch einen darunter angebrachten Pappdeckel zu schützen, weil bei vielen Substanzen ein beträchtlicher Siedeverzug beobachtet wurde, die dann ein Herausspringen der Flüssigkeiten aus dem Reagenzglas bis zu mehreren Metern Höhe zur Folge hatte. Auch die Senderöhre und die umliegenden Apparaturen müssen gegen Umherspritzen gesichert werden. Im übrigen müssen Metallteile bei der Befestigung und in der Nähe des Sekundärkreises möglichst vermieden werden. Von den Hitzdrahtinstrumenten sind Metalldeckel zu entfernen, da sie zu starkem Verlust Anlaß geben. Außerdem muß man sich davon überzeugen, daß in dem Hitzdrahtinstrument infolge der verteilten Kapazitäten und Selbstinduktionen für die betreffende Frequenz keine schädlichen Resonanzen auftreten. Bei bestimmten Instrumenttypen konnte z. B. durch einpolige Verbindung des Gehäuses mit stromführenden Teilen der Ausschlag mehr als verdoppelt werden. Macht man den Ständer für den Reagenzglasbehälter aus Metall, so erwärmt sich die Umgebung seiner Befestigungsteile in dem Hartgummibrett meist so stark, daß das Hartgummi weich wird.

Ergebnisse.

Die Erwärmung verschiedener Substanzen im Hochfrequenzfeld ging in den ersten Momenten fast

Digitized by Google

linear mit der Zeit vor sich. Es wurde also in der Zeiteinheit stets die gleiche Wärmemenge entwickelt. Sie ist scheinbar dem Quadrat der Stromstärke im Sekundärkreise proportional. Ferner war regelmäßig ein Rückgang des Resonanzstrommaximums bei gleicher Kopplung und Primärenergie zu beobachten, wenn Substanzen in das Kondensatorfeld gebracht wurden, die sich stärker erwärmten als andere. Es ist daher wahrscheinlich, daß die Erwärmung proportional i^2R vor sich geht, wobei R einen Verlustwiderstand des Dielektrikums und i den Verschiebungsstrom darstellt. Insbesondere ist es sehr auffällig, daß z. B. Quarzglas sich in größeren Stücken im Kondensatorfeld verhältnismäßig wenig erwärmt, während sich feines Pulver aus derselben Substanz außerordentlich stark erwärmt. Ein kompaktes Metallstück hat nur geringe Verluste, während eine feine pulverisierte Masse desselben Materials Glühtemperaturen erreicht. Ebenso ist die Temperaturzunahme in einem Reagenzglas, in dem sich destilliertes Wasser und eine feine Oelschicht befindet, verhältnismäßig gering im Vergleich zu der, die auftritt, wenn man aus den gleichen Substanzen eine feinverteilte Emulsion herstellt. Das gleiche Verhalten zeigten alle bisher untersuchten Substanzen. Eine Abhängigkeit des Verlustwiderstandes von der Korngröße bedarf noch einer weiteren Untersuchung, die bereits im Gange ist und über deren Ergebnisse demnächst berichtet werden wird.

Bei längerer Einwirkung, also bei größeren Differenzen gegen die Zimmertemperatur folgte die Erwärmung nicht mehr der linearen Beziehung mit der Zeit, da durch Wärmeabgabe an die Umgebung die Temperatur einer Endtemperatur zustrebte, die durch das Gleichgewicht zwischen zugeführter und abgegebener Energie gegeben ist. Die Differenz dieser Endtemperatur gegen die Anfangstemperatur kann ebenso wie die Erwärmung in der Zeiteinheit bei kleinen Temperaturdifferenzen oder wie der Rückgang des Resonanzstrommaximums im Sekundärkreis in eine Beziehung zu R gebracht werden. Die so erhaltenen Werte für R stimmen recht gut überein.

Bei größeren Erwärmungen war die Aenderung der Dielektrizitätskonstante insofern störend, als einmal, während des Betriebes, die Resonanzlage dauernd nachgestellt werden mußte und andererseits die Felddichte sich im Dielektrikum bei Aenderung der Dielektrizitätskonstante ebenfalls ändert. Damit ist andererseits eine Aenderung des durch den Isolator gehenden Anteils des Verschiebungsstromes zu erwarten.

Die Ergebnisse der Versuche an flüssigen Isolatoren bei gleicher Stromstärke im Sekundärkreis und gleichen Mengen der Flüssigkeiten sind in den Kurven des folgenden Bildes eingetragen.

Die geringste Erwärmung zeigt gut destilliertes Wasser. Hexan und Paraffinöl ergeben schon etwas höhere Temperaturzunahmen. Das letztere hat sich noch insofern bei den Untersuchungen als sehr angenehm erwiesen, als es nur außerordentlich wenig Wasser löst und auch sonst seine Eigenschaften längere Zeit hindurch konstant behält. Es wurden daher zur Kontrolle der nicht immer vollständig zuverlässigen Angaben des Hitzdrahtamperemeters ständig Messungen mit Paraffinöl eingeschoben.

Aether und Alkohol zeigen etwas höhere Erwärmungen, unterscheiden sich aber nur wenig voneinander.

Erwärmungen von ganz anderer Größenordnung ergeben sich im allgemeinen bei vegetabilischen Oelen und Fetten (Glycerin, Olivenöl, Leinöl, Holzöl, Schweineschmalz, Rindertalg usw.).

Wie aus den entsprechenden Kurven hervorgeht, sind die Unterschiede zwischen einigen sehr gering. So zeigten z. B. tierische und Menschenfette keine erheblichen Abweichungen voneinander.

Weitaus die höchsten Temperaturanstiege finden sich bei Rizinusöl.

Technische Kondensator- und Transformatorenöle ergaben höhere Erwärmungen als beispielsweise Paraffinöl (s. Kurve).

Verunreinigungen in den zu untersuchenden Substanzen machten sich vielfach durch Unregelmäßigkeiten im Verlauf der Erwärmungskurven bemerkbar. Die beobachteten Temperaturerhöhungen lagen höher als bei den reinen Substanzen, wie aus den beiden Kurven hervorgeht, die bei Transformatorenölen erhalten worden sind. Und zwar handelt es sich bei der Kurve I um ein noch ungebrauchtes, bei Kurve II um ein schon lange Zeit benutztes Oel.

Verunreinigte man z. B. Transformatorenöl mit kleinen Wassermengen, so war die Erwärmung in der Zeiteinheit zu Beginn der Einwirkung größer. Die Temperatur blieb dann in der Regel eine Zeitlang fast konstant, und zwar je nach der Stärke der einwirkenden Energie zwischen etwa 40 Grad bei großen Stromstärken und 80 Grad bei geringeren. Während dieser Zeit bildete sich an den Wänden des Reagenzglases ein kräftiger Wasserniederschlag. Das Wasser wurde also aus der Flüssigkeit herausgedampft und konnte leicht mit einer Pumpe abgesaugt werden. Wenn das Wasser aus dem Oel verdampft war und dafür gesorgt wurde, daß es nicht zurückfließen konnte, nahm der Erwärmungsprozeß seinen normalen Verlauf.

Zur Demonstration der Wärmewirkung können die bekannten Farbumschläge von Kobaltchlorür, Quecksilberjodid, Kupferjodür-Quecksilberjodid u. a. m. Verwendung finden. Besonders eine Lösung von Kobaltchlorür in einer passenden Mischung von Wasser und Alkohol ist wegen ihrer niedrigen Umschlagstemperatur sehr geeignet. Selbstverständlich können die Materialien auch in Kristall- oder Pulverform so weit erwärmt werden, daß der Farbumschlag eintritt.

Die vorstehende Untersuchung wurde ausgeführt mit Mitteln der Heinrich-Hertz-Gesellschaft, der wir auch an dieser Stelle unseren verbindlichsten Dank aussprechen.

Zusammenfassung.

Es wird über Erwärmungen berichtet, die verschiedene Substanzen, vor allem feste und flüssige Isolatoren im elektrischen Hochfrequenzfelde bei Frequenzen von 75—100 Millionen Hertz aufweisen.

(Eingegangen am 15. Oktober 1929.)

Digitized by Google

Theorie der Zweielektrodenröhren und Erzeugung elektrischer Schwingungen von extra niedriger Frequenz.[1]

Von Yoji Ito.

Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule zu Dresden.

Inhaltsübersicht.

Einleitung:

I. Abschnitt: Verstärker.
1. Temperaturänderung des Heizfadens.
2. Steilheit S, Durchgriff D und innerer Widerstand R_i.
3. Arbeitsweise der Röhre als Verstärker.
4. Leistungsabgabe.
5. Verstärkungsgrad.

II. Abschnitt: Selbsterregung.
1. Prinzip der Rückkopplung.
2. Selbsterregungsformel.
3. Amplitude der selbsterregten Schwingungen und ihre Stabilität.
4. Arbeitsweise der Röhre als Generator.
5. Die einfachsten Wechselstromschaltungen.
6. Frequenz der selbsterregten Schwingungen.
7. Grenze der erzeugbaren Frequenzen.

III. Abschnitt: Gleichrichtung.

Zusammenfassung.

Einleitung.

Bei den normalen Elektronenröhren geschieht die Steuerung des Elektronenstromes auf elektrostatischem Wege durch das Gitter. Der besondere Vorteil besteht hierbei darin, daß bei negativ vorgespanntem Gitter zur Steuerung kein Strom und damit auch keine Leistung verbraucht wird. Aus diesem Grunde lassen sich in dieser Anordnung die bekannten hohen Verstärkungsgrade bis zu den höchsten Frequenzen erreichen.

Der von der Kathode zur Anode übergehende Elektronenstrom kann aber auch dadurch beeinflußt werden, daß man den Heizstrom und damit die Temperatur der Kathode ändert. Es ist bekannt, daß eine sehr kleine Änderung der Temperatur schon eine sehr große Änderung des Sättigungsstromes hervorruft. Es muß auf diese Weise auch möglich sein, eine Verstärkerwirkung zu erzeugen und durch Anwendung einer Rückkopplung sich selbst erregende Schwingungen hervorzurufen. Die vorliegende Arbeit stellt es sich zur Aufgabe, diese Fragen näher zu untersuchen.

Es ist von vornherein klar, daß die Wärmeträgheit der Glühkathode bei den normalen Elektronenröhren einen störenden Einfluß ausüben muß. Bei sehr schnellen Stromänderungen folgt die Temperatur des Glühdrahtes nicht mehr den Stromschwankungen. Die hier wiedergegebenen Versuche mit normalen Elektronenröhren zeigen in der Tat nur bei sehr tiefen Frequenzen Verstärkung, und damit die Möglichkeit der Selbsterregung. Es ist aber nicht ausgeschlossen, daß durch besondere Arten von Glühkathoden diese Trägheit überwunden werden kann. Es sei z. B. an den Lichtbogen erinnert, bei dem ja auch die Steuerung durch die Schwankungen der Temperatur der glühenden negativen Elektrode hervorgerufen wird. Es dürfte daher auch praktisch von Interesse sein, diese Art der Steuerung bei Elektronenröhren genau zu untersuchen.

[1] Dissertation der Technischen Hochschule zu Dresden, 1929.

I. Abschnitt: Verstärker.

1. Temperaturänderung des Heizfadens.

Bild 1 zeigt ein Zweielektrodenrohr, dessen Heizfaden durch den Heizstrom i_h geheizt wird, und dessen Emissionsstrom gleich dem Anodenstrom i_a ist. Da in dieser Arbeit die Änderung des Emissionsstromes

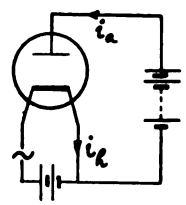


Bild 1.
Zweielektrodenrohr.

durch die Änderung der Temperatur des Heizfadens grundlegend ist, wurde zuerst die Temperaturänderung des Heizfadens durch den Heizstrom untersucht.

Der Einfachheit halber nimmt man an:

1. Der Widerstand des Heizfadens ist konstant und unabhängig von der Temperatur.

2. Der Wärmeverlust folgt dem Gesetze der schwarzen Strahlung.

$$\varrho = \sigma \Phi \tau^4$$

wobei

Φ = Oberfläche des Heizfadens in cm²,
τ = Absolute Temperatur des Heizfadens,
σ = Strahlungskonstante $= 1{,}37 \times 10^{-12} \frac{\text{Kalorie}}{\text{cm}^2 \text{sec Grad}^4}$
ϱ = Wärmeverlust am Faden.

Setzt man weiter ein:

r = Widerstand des Heizfadens,
H = Wärmeequivalent = 4.18 Wattsec/Kalorie,
Q = Wärmekapazität = Vol. × Spezifisches Gewicht × Spezifische Wärme,

so erhält man

$$\frac{r i_h^2}{H} - \Phi \sigma \tau^4 = Q \frac{d\tau}{dt} \qquad (1)$$

Man zerlegt den Strom in eine Gleich- und Wechselstromkomponente, ebenso die Temperatur in zwei Komponenten, von denen die eine durch den Gleichstrom, die andere durch den Wechselstrom bedingt ist. Es wurde angenommen, daß die Wechselstromkomponente klein ist gegenüber der Gleichstrom-

Digitized by Google

komponente, so daß die Wechselstromglieder höherer Potenz vernachlässigt werden konnten.

$$\left.\begin{aligned} i_h^2 &= (I_h + i_h)^2 \approx I_h^2 + 2 I_h i_h \\ \tau^4 &= (T + t)^4 \approx T^4 + 4 T^3 t \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Wenn sich der Wechselstrom sinusförmig ändert

$$i_h = \Im_h e^{j\omega t} \quad (3)$$

erhält man aus Gl. (1), (2) und (3)

$$\left.\begin{aligned} T^4 &= \frac{I_h^2 r}{H \sigma \Phi} \\ \text{und } Q\frac{dt}{dt} + Yt - x\Im_h e^{j\omega t} &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

$$\left.\begin{aligned} \text{wobei } x &= \frac{2 I_h r}{H} \\ \text{und } Y &= 4 \sigma \Phi T^3 \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Aus Gl. (4) erhält man

$$\left.\begin{aligned} T &= \sqrt[4]{\frac{I_h^2 r}{H \sigma \Phi}} \\ \text{und } t &= k \varepsilon^{-j\Theta_h} \Im_h e^{j\omega t} = \mathfrak{k} i_h \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

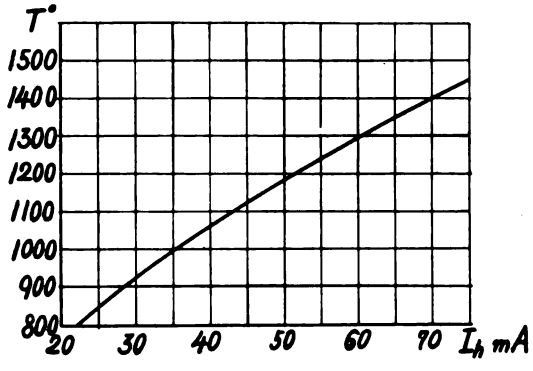


Bild 2.
Anwachsen der Temperatur mit dem Heizstrom (*RE* 064) berechnet nach Gl. (6).

$$\left.\begin{aligned} \text{wobei } \mathfrak{k} &= k \varepsilon^{-j\Theta_h} \\ \text{und } k &= \frac{x}{\sqrt{Y^2 + \omega^2 Q^2}} \\ \Theta_h &= \operatorname{tg}^{-1}\frac{\omega Q}{Y} \operatorname{tg}^{-1}\frac{\omega Q}{4 \sigma \Phi T^3} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Die Temperaturänderung t hervorgerufen durch die Änderung des Heizstromes hat die Amplitude $k\Im_h$ und eilt dem Wechselstrom $\Im_h$ um den Phasenwinkel Θ_h nach.

Die Betriebstemperatur des Heizfadens für verschiedene Heizstromstärke ist durch Gleichung (6) gegeben.

Rechnungsbeispiel:

Es sei hier ein Beispiel für das Telefunkenrohr *RE* 064, das bei diesen Versuchen ausschließlich benutzt wurde, gebracht: Die Anode und das Gitter wurden zusammen verbunden.

Durchmesser des Heizfadens = 0,0015 cm,
Effektive Länge des Heizfadens = 2,1 cm,
Oberfläche des Heizfadens Φ = 0,0099 cm^2,
Widerstand des Heizfadens r = 44,8 Ohm,
Spezifisches Gewicht von Wolfram = 19,1,
Spezifische Wärme von Wolfram = 0,033,
Wärmekapazität des Fadens $Q = 2{,}34 \times 10^{-6}$,
Betriebstemperatur des Fadens $T = \sqrt[4]{\frac{r}{H\sigma\Phi}} \sqrt{I_h}$

Nach dieser Formel für I_h = 24—75 mA : berechnete Werte s. Bild 2.

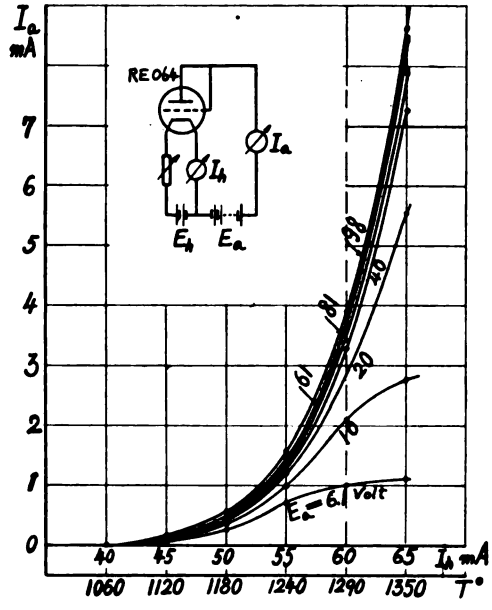


Bild 3.
i_a—i_h bezw. i_a—τ Charakteristik (*RE* 064).

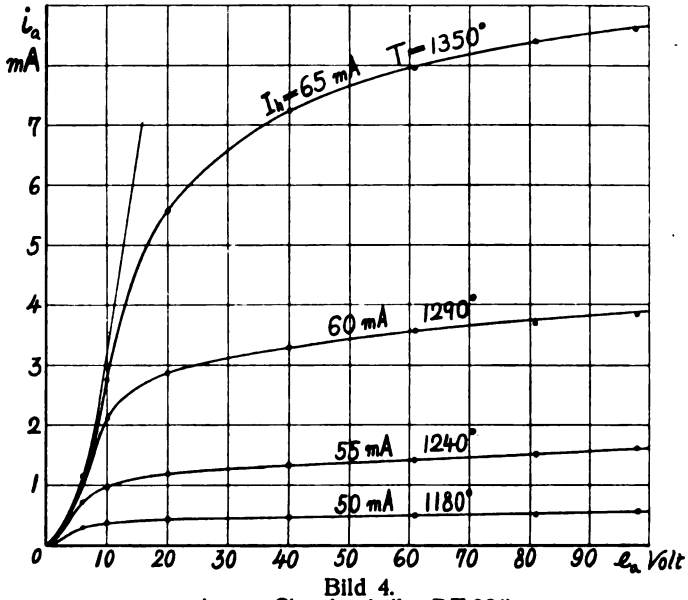


Bild 4.
i_a—e_a Charakteristik (*RE* 064).

Daraus ergibt sich für I_h = 60 mA: T = 1290°.
Dann ergibt sich nach (5) für T = 1290°:
X = 1,285,
$Y = 116 \cdot 10^{-6}$,

$$\left.\begin{aligned} k &= \frac{1{,}285 \times 10^6}{\sqrt{13500 + 216 f^2}}, \\ \text{und } \Theta_h &= \operatorname{tg}^{-1}\frac{14.7}{116} f = \operatorname{tg}^{-1} 0{,}127 f, \\ \text{wobei } f &= \frac{\omega}{2\pi} \text{ ist.} \end{aligned}\right\} \quad (7a)$$

Digitized by Google

Hierdurch kann die Temperaturänderung des Fadens durch die Wechselstromkomponente $\mathfrak{Z}_h$ berechnet werden.

2. Steilheit S, Durchgriff D und innerer Widerstand R_i.

Der Anodenstrom i_a des Zweielektrodenrohres (Bild 1) wird durch die Größe der Temperatur des Fadens und durch die Anodenspannung bestimmt.

$$i_a = f(\tau, e_a) \tag{8}$$

wobei τ der Momentanwert der Kathodentemperatur und e_a der der Anodenspannung ist.

Bild 3 und 4 zeigen die Beziehungen, die bei dem Versuchsrohr gemessen worden sind.

Bringt man jetzt in den Heizkreis einen Wechselstrom, so erhält man eine Wechselkomponente t der Kathodentemperatur und dadurch auch im Anodenkreise einen Wechselstrom $\mathfrak{i}_a$ und, wenn Anodenwiderstand vorhanden ist, eine Wechselspannung $\mathfrak{e}_a$

Sind die Wechselkomponenten der Temperatur und der Spannung klein gegenüber der Gleichkomponente, so können wir Gl. (8) in folgender Form schreiben:

$$i_a = f(T, E_a) + \frac{\partial f(\tau, e_a)}{\partial \tau}\mathfrak{t} + \frac{\partial f(\tau, e_a)}{\partial e_a}\mathfrak{e}_a \tag{8a}$$

woraus man folgende Gleichungen erhält:

$$\left.\begin{aligned} I_a &= f(T, E_a) \\ \mathfrak{i}_a &= \frac{\partial i_a}{\partial \tau}\mathfrak{t} + \frac{\partial i_a}{\partial e_a}\mathfrak{e}_a \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Hierbei bedeutet I_a die Gleichkomponente des Anodenstromes, $\mathfrak{i}_a$ die Wechselkomponente desselben, und E_a die Gleichkomponente der Anodenspannung, $\mathfrak{e}_a$ ihre Wechselkomponente.

Setzt man jetzt:

$$\left.\begin{aligned} S &= \left(\frac{\partial i_a}{\partial \tau}\right)_{e_a} \\ \text{und } D &= -\left(\frac{\partial \tau}{\partial e_a}\right)_{i_a} \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

dann erhält man aus Gl. (9)

$$\mathfrak{i}_a = S(\mathfrak{t} + D\mathfrak{e}_a) \tag{11}$$

Im Anschluß an die Theorie des Dreielektrodenrohres wollen wir S die Steilheit und D den Durchgriff nennen.

a) Steilheit S.

Da der Heizstrom i_h maßgebend für die Temperatur des Fadens ist, kann auch die Steilheit zwischen i_a und i_h betrachtet werden. Aber dann ist diese Steilheit eine komplexe Zahl, da infolge der Wärmekapazität des Heizfadens eine Phasenverschiebung zwischen i_a und i_h besteht. Daher ist es vorteilhaft, mit der Steilheit (i_a, τ) zu rechnen und den Durchgriff entsprechend zu definieren.

Bekannterweise ist der Anodenstrom i_a im Sättigungsgebiete in einem Vakuumrohre als Funktion der absoluten Temperatur τ des Heizfadens im theoretischen Grenzfall durch folgende Gleichung gegeben.

$$i_a = AF\tau^2 \varepsilon^{-\frac{B}{\tau}} \tag{12}^{1})$$

(Sättigungsgesetz gültig für $e_a > E_s$)

wobei i_a die momentanen Werte des Anodenstromes, A und B vom Material des Glühdrahtes abhängige Konstanten sind, und F die Oberfläche des Glühdrahtes ist. Das erste Differential von i_a nach τ gibt uns die „Steilheit" S der Röhre:

$$S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial \tau}\right)_{e_a \geq E_s} = AF(2\tau + B)\varepsilon^{-\frac{B}{\tau}} \tag{13}$$

Im Raumladungsgebiete ist der Anodenstrom im theoretischen Grenzfall

$$i_a = \text{const } e_a^{3/2} \tag{14}$$

(Raumladungsstromgesetz gültig für $e_a < E_s$)

unabhängig von τ und daher

$$S = 0 \tag{15}$$

d. h. in diesem Gebiete hat die Temperaturänderung gar keinen Einfluß auf den Anodenstrom.

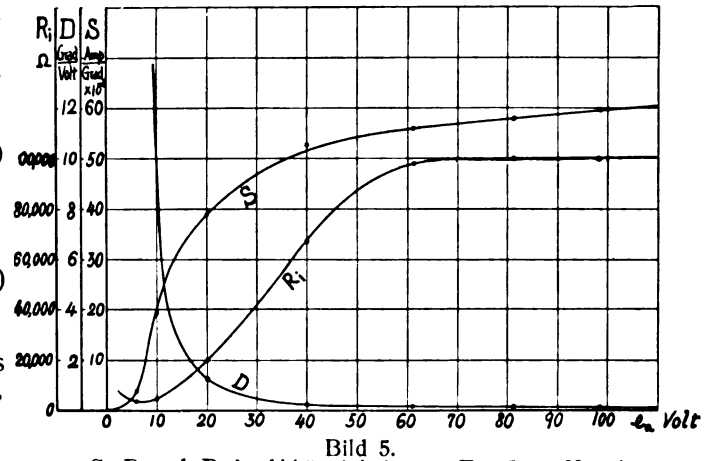


Bild 5.
S, D und R_i in Abhängigkeit von E_a; $I_h = 60\,mA$.

Genau genommen ist der Sättigungsstrom auch eine Funktion der Anodenspannung und der Raumladungsstrom eine solche der Temperatur, was besonders beim Oxydkathodenrohr der Fall ist.

Die Steilheit hat die Dimension

$$[S] = \frac{[\text{Strom}]}{[\text{Temperatur}]} \tag{16}$$

Folgende Tabelle I und Bild 5 zeigen die Steilheit in Abhängigkeit von der Anodenbetriebsspannung E_a bei dem Versuchsrohr (Bild 3 und 4) für einen bestimmten Heizstrom I_h = 60 mA bzw. T = 1290° Abs., wobei die Anode und das Gitter direkt verbunden waren, also das Rohr als Zweielektrodenrohr benutzt wurde.

Tabelle I.

Anodenspannung E_a Volt	Steilheit S Amp/Grad	Durchgriff D Grad/Volt	Innerer Widerstand R_i Ohm
98	60·10	0,167	100.000
81	58·10	0,172	100.000
61	56·10	0,182	98,000
40	52·10	0,285	66,700
20	38,8·10	1,300	20,100
10	19,6·10	11,45	4,450
6,1	3,57·10	77,50	3,630

S, D, und R_i des Telefunkenrohres RE 064 für $I_h = 60\,mA$, $T = 1290°$.

[1]) O. W. Richardson: Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik 1, S. 300, 1904.

Digitized by Google

b) Steuertemperatur und Durchgriff D.

Solange die i_a—τ Kennlinien (siehe Bild 3) zueinander parallel verlaufen, kann man den Anodenstrom durch die folgende Gleichung ausdrücken:

$$i_a = S(\tau + D e_a) \tag{17}$$

Man setzt:

$$\tau + D e_a = \tau_{st} \tag{18}$$

wobei τ_{st} die Steuertemperatur genannt werden soll. Der Durchgriff $D = -\left(\frac{\partial \tau}{\partial e_a} i_a\right)$ ist nichts anderes als der Umrechnungsfaktor der Anodenspannung in die Temperatur des Fadens. Für vollkommene Raumladung ist $D = \infty$ und für vollkommene Sättigung ist $D = 0$. Allgemein ist D sehr klein im Sättigungs- und sehr groß im Raumladungsgebiete.

Rechnet man aus den Kurven (Bild 3) angenähert den Durchgriff D aus, so erhält man die in der Tabelle 1 dargestellten Ergebnisse für verschiedene Anodenspannungen.

Die Dimension des Durchgriffes ist:

$$[D] = \frac{[\text{Temperatur}]}{[\text{Spannung}]} \tag{19}$$

Der Unterschied zwischen den Durchgriffen der Drei- und Zweielektrodenröhre ist der, daß sich D des Zweielektrodenrohres stark mit dem Arbeitspunkte ändert, während der des Dreielektrodenrohres ungefähr als konstant betrachtet werden kann.

c) Innerer Widerstand R_i und die Beziehung zwischen S, R_i und D.

Der scheinbare „innere Widerstand" des Rohres gegen Stromschwankungen wird durch

$$R_i = \frac{1}{\left(\frac{\partial i_a}{\partial e_a}\right)_\tau} = \left(\frac{\partial e_a}{\partial i_a}\right)_\tau = \frac{1}{S D} \tag{20}$$

ausgedrückt, wobei e_a den momentanen Wert der Anodenspannung bezeichnet. Im Gebiete der vollkommenen Sättigung ist R_i unendlich groß, während es bei nicht vollkommener Sättigung und im Raumladungsgebiete einen gewissen Wert besitzt.

Gl. (20) läßt sich schreiben:

$$S = \frac{1}{R_i D} \quad \text{oder} \quad R_i = \frac{1}{S D} \tag{21}$$

Hierzu ist folgendes besonders zu bemerken:

Bei vollkommener Sättigung ist zwar $D = 0$ und $R_i = \infty$, trotzdem besitzt $S = 1/R_i D$ einen bestimmten Wert. Im Raumladungsgebiete ist $S = 0$ und $D = \infty$, weil der Anodenstrom nur durch die Heizung bestimmt wird, aber R_i besitzt trotzdem einen bestimmten Wert.

Tabelle 1 zeigt auch den inneren Widerstand des Telefunkenrohres für verschiedene Anodenbetriebsspannungen, der aus Bild 4 berechnet worden ist. Aus den Versuchsergebnissen Tabelle 1 kann man leicht erkennen, daß Gl. (21) annähernd erfüllt ist.

3. Arbeitsweise der Röhre als Verstärker.

Um das Verhalten des Rohres klar darstellen zu können, hat man beim Dreielektrodenrohr ein Ersatzschema für den Anodenstromkreis entwickelt. Es ist auch beim Zweielektrodenrohr zweckmäßig, dasselbe zu tun. Nur ist hierbei zu bemerken, daß die Faktoren D und S ganz andere Bedeutung haben als beim Dreielektrodenrohr.

Wie schon erklärt wurde, ist für die Größe des Emissionsstromes die Steuertemperatur $\tau_{st} = \tau + D e_a$ maßgebend. Der konstante Teil dieser Steuertemperatur bestimmt den Arbeitspunkt auf der Charakteristik und den Anodengleichstrom I_a. Der veränderliche Teil der Steuertemperatur dagegen gibt den sich dem Gleichstrom überlagernden Wechselstrom i_a nach der Gleichung

$$t_{st} = t + D e_a = \frac{i_a}{S} \tag{22}$$

Da $e_a = -i_a \mathfrak{R}_a$ ist, so ist die Phase der Anodenwechselspannung der Temperatur im wesentlichen entgegengesetzt. Durch die Anodenrückwirkung $D e_a$ wird also ein Teil der Steuerwirkung der Temperatur aufgehoben.

Ist z. B. $\mathfrak{R}_a = R_i$, so wird

$$D e_a = -D R_i i_a = -\frac{i_a}{S} = -t_{st} = -\frac{t}{2}$$

Setzt man $e_a = -i_a \mathfrak{R}_a$ in Gl. (22) ein, so kann man sie auch in folgender Form schreiben:

$$\frac{t}{D} = i_a (R_i + \mathfrak{R}_a) \tag{23}$$

Diese Gleichung läßt sich durch das Ersatzschema (Bild 6) ausdrücken.

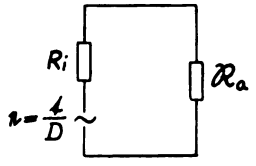


Bild 6.
Ersatzschema für den Anodenstromkreis.

Hier muß man wieder die beiden Fälle unterscheiden:

1. Sättigungsgebiet: $D = 0$, $R_i = \infty$,
2. Raumladungsgebiet: $S = 0$, $D = \infty$.

Für den ersten Fall wird Gl. (23)

$$t = i_a (D R_i + D \mathfrak{R}_a) = \frac{i_a}{S} \tag{24}$$

Dieses bedeutet, daß die Klemmenspannung e (Bild 6) unendlich groß ist und man doch noch eine bestimmte Größe des Anodenstromes hat, da ja der innere Widerstand auch unendlich groß ist. Für den zweiten Fall erhält man:

$$\frac{t}{D} = i_a (R_i + \mathfrak{R}_a) = 0 \tag{25}$$

e ist also Null, d. h. es fließt gar kein Anodenwechselstrom. Man weiß daher, daß die Gl. (23) in allen Fällen gültig ist.

Digitized by Google

4. Leistungsabgabe.

Die Anodenstrom - Kathodentemperatur - Charakteristik verläuft nicht geradlinig (s. Bild 3). Aber solange man nur die Grundschwingung beobachtet, kann die Charakteristik durch eine Gerade, deren Steilheit der mittleren Steilheit der Kennlinie gleich ist, ersetzt werden. Bild 7 stellt dieses Ersatzbild dar. Hierbei bedeutet $E_{s\,max}$ die Sättigungsspannung und $I_{s\,max}$ den Anodenstrom für die maximale Temperatur der Kathode.

a) Grenzanodenwiderstand, unter- und überspannter Zustand.

Ist $\mathfrak{R}_a$ der Anodenwiderstand und $\mathfrak{J}_a$ der Anodenwechselstrom, so ist der Spannungsabfall über $\mathfrak{R}_a$

$$-\mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_a \mathfrak{R}_a \qquad (26)$$

Die Bedingung, daß die Betriebsspannung E_a möglichst weit, d. h. bis etwa auf den Betrag der Sättigungsspannung $E_{s\,max}$ (s. Bild 7) ausgenutzt wird, die Wechselspannung $\mathfrak{E}_a$ also etwa gleich $E_a - E_{s\,max}$ wer-

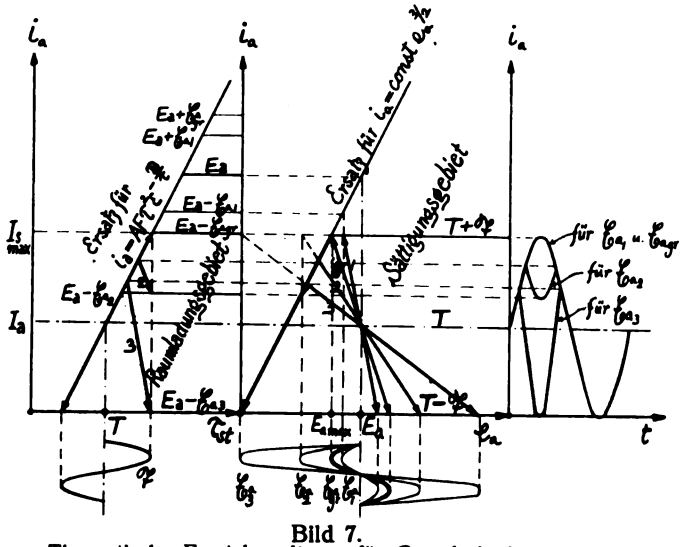


Bild 7.
Theoretische Ersatzkennlinien für Grundschwingungen.

den muß, ergibt daher ein ganz bestimmtes $\mathfrak{R}_a$, den „Grenzwiderstand"

$$\mathfrak{R}_{gr} = \frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{J}_a} = 2\,\frac{E_a - E_{s\,max}}{I_{s\,max}} \qquad (27)$$

Macht man den Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ kleiner als $\mathfrak{R}_{gr}$, so tritt der „unterspannte Zustand" ein, wo ein nicht ausgenutzter Betrag der Betriebsspannung E_a an der Röhre bestehen bleibt. Wenn $\mathfrak{J}_a$ konstant ist, nimmt die Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a = \frac{\mathfrak{E}_a \mathfrak{J}_a}{2}$ wie $\mathfrak{E}_a$ ab, die Röhrenverluste müssen in gleichem Maße zunehmen, wenn die Gleichstromleistung konstant bleibt.

Macht man dagegen den Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ größer als $\mathfrak{R}_{gr}$, so tritt der „überspannte Zustand" ein. Der überspannte Zustand bedeutet nichts anderes, als daß die Anodenspannung unter die Sättigungsspannung sinkt, d. h. das Rohr auch im Raumladungsgebiete arbeitet.

Hierbei unterscheidet man zwei Fälle α) Ohmsche Belastung, β) Belastung durch Schwingungskreis.

α) Belastung durch einen Ohmschen Widerstand.

Bei Ohmscher Belastung wird der Anodenstrom im überspannten Zustand abgeflacht. Normalerweise müßte der Anodenstrom im überspannten Zustand, d. h. wenn wir ins Gebiet der Raumladung kommen, absinken, damit wird aber sofort der Spannungsabfall kleiner bzw. die Spannung an der Röhre größer, die wieder eine Vergrößerung des Stromes bewirkt. Wir kommen also bei Ohmscher Belastung im Gegensatz

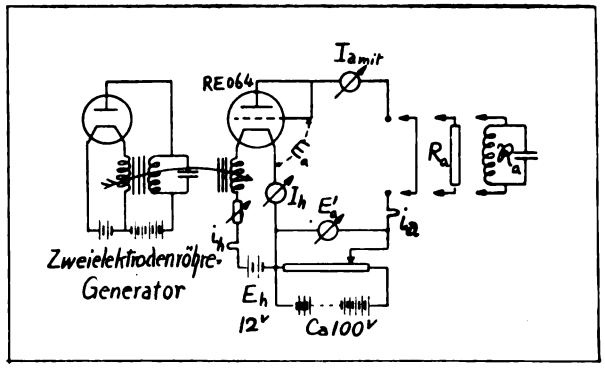


Bild 8.
Schaltungsschema zur Aufnahme Bild 9—13.

zu der später beschriebenen Belastung durch einen Schwingungskreis nie in das Raumladungsgebiet hinein, sondern bleiben an der Grenze zwischen Raumladungs- und Sättigungsgebiet, wie die Abflachung des Stromes in Bild 10 zeigt.

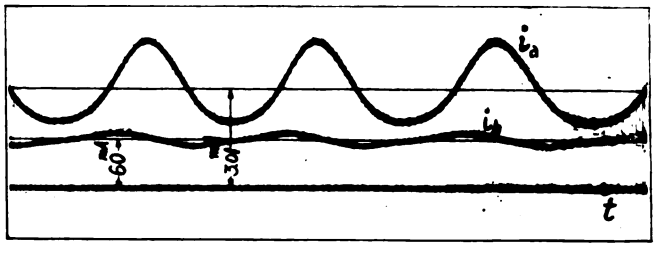


Bild 9.
Heizstrom und Anodenstrom bei Leerlauf $E_a = 101$ Volt, $I_a = 3{,}01\ mA$, $\mathfrak{J}_a = 1{,}39\ mA$, $I_h = 60\ mA$, $\mathfrak{J}_h = 8{,}37\ mA$, $f = 126$ Hertz.

Bild 9 zeigt zunächst eine oszillographische Aufnahme der Abhängigkeit zwischen Anoden- und Heizstrom bei Leerlauf.

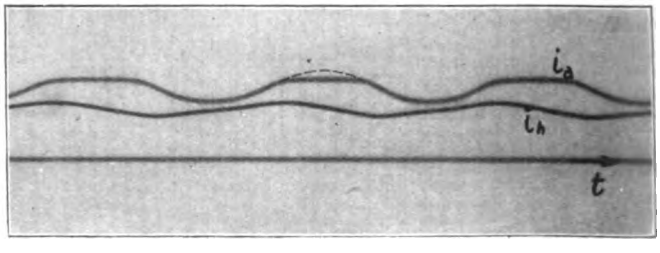


Bild 10.
Heizstrom und Anodenstrom bei $R_a = 37000\,\Omega$. $E_a = 22$ Volt. $I_a = 2{,}14\ mA$.

Die Versuchsdaten waren:

$E_a = 101$ Volt, $I_h = 60\ mA$, $I_a = 3{,}01\ mA$,
$f = 12{,}6$ Hertz, $I_h = 8{,}37\ mA$, $\mathfrak{J}_a = 1{,}39\ mA$.

und die Versuchsanordnung ist in Bild 8 dargestellt. Wir sehen, daß sich der Anodenstrom bei Leerlauf ungefähr sinusförmig ändert. Der Strom bleibt auch ungefähr sinusförmig, wenn wir einen Widerstand ein-

Digitized by Google

schalten, der die Größe des Grenzwiderstandes nicht überschreitet.

Bild 10 zeigt die Kurven, wenn im Anodenkreis ein Widerstand von 37 000 Ohm eingeschaltet ist. Dabei waren E_a =: 22 Volt, $\mathfrak{J}_a$ = 2,14 mA, die übrigen Größen waren unverändert geblieben. Daß wir uns in diesem Falle im überspannten Zustand ($\mathfrak{R}_a \gg \mathfrak{R}_{gr}$) befanden, erkennen wir an der Abflachung der Anodenstromkurve. Diese Abflachung haben wir schon an Hand des theoretischen Diagrammes (Bild 7) beschrieben.

β) Belastung durch einen Schwingungskreis.

Der Anodenwiderstand hat jetzt nicht die Eigenschaft eines Ohmschen Widerstandes, sondern besteht

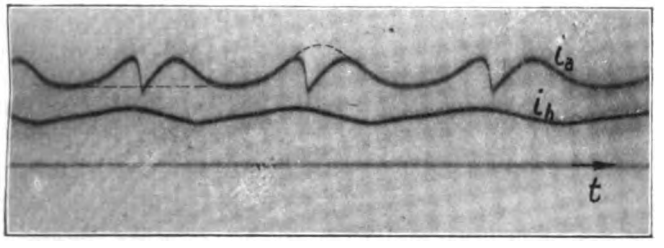


Bild 11.
Heizstrom und Anodenstrom. Belastung durch einen zur Resonanz abgestimmten Schwingungskreis. $C_a = 0.164\ \mu F$, $L_a = 975$ Henry, $R_a = 3290$ Ohm, $\mathfrak{R}_a = 1\,800\,009$ Ohm und $I_a = 2.7\ mA$. Die übrigen Größen wie bei Bild 9.

aus einem schwach gedämpften, auf die Betriebsfrequenz abgestimmten Schwingungskreis. Das hat zur Folge, daß die Spannungskurve auch bei stark verzerrter Stromkurve sinusförmig bleibt. Während also bei Belastung mit Ohmschem Widerstand die Spannung über dem Widerstand mit kleiner werdendem Strom sofort absinkt, ist dies bei Belastung

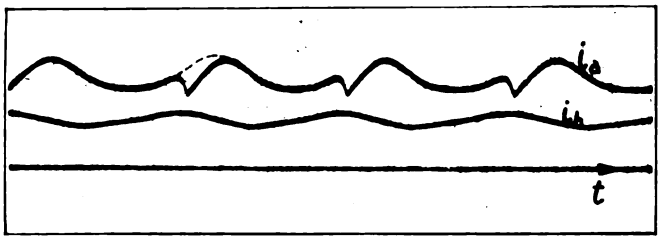


Bild 12.
Heiz- und Anodenstrom: Induktive Belastung $C_a = 0.12\ \mu F$, $\mathfrak{R}_a = 45\,700 + j\,290\,000$ Ohm und $I_a = 2.73\ mA$. Die übrigen Größen wie bei Bild 11.

durch einen schwach gedämpften Schwingungskreis nicht der Fall, sondern die Spannung behält, einmal angefacht, eine Zeitlang ihre Größe. Somit bleiben wir im Raumladungsgebiet und die Stromkurve bekommt die Einsattelung[2]), wie sie im theoretischen Diagramm (Bild 7) konstruiert ist, und wie sie die experimentell aufgenommenen Kurven (Bild 11—13) zeigen. In Bild 7 bedeuten die Indices 1, gr, 2 und 3 die Kurven für verschiedenen Anodenwiderstand. Bild 11 stellt einen Fall dar, wo E_a, I_h, f und $\mathfrak{J}_h$ dieselben Größen wie in Bild 9 hatten, und R_a = 3290 Ohm, C_a = 0,164 μF, L_a = 975 Henry bzw. $\mathfrak{R}_a$ = 1 800 000 Ohm waren.

In diesem Versuche wurde die Kathodentemperatur nicht voll gesteuert, da dann der Anodenstrom bei Leerlauf stark von der Sinusform abweichen würde.

Ist der Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ nicht phasenrein, d. h. sind $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ im Anodenkreis nicht in Phase, so wird die abgegebene Wechselstromleistung stets kleiner. Die Stromkurve wird dann unsymmetrisch. Bei kapazitivem $\mathfrak{R}_a$ tritt die Einsattelung früher (siehe Bild 12), bei induktivem $\mathfrak{R}_a$ später (s. Bild 13) ein als bei dem auf Resonanz abgestimmtem $\mathfrak{R}_a$.

b) Güte der Röhre G_r.

A) Güte A der Röhre:

Bei einer Belastung mit einem Widerstande $\mathfrak{R}_a$ wird der Anodenwechselstrom

$$i_a = \frac{t}{D\,(R_i + \mathfrak{R}_a)};$$

die Klemmenspannung sinkt infolge des inneren Spannungsabfalles $i_a R_i$ auf

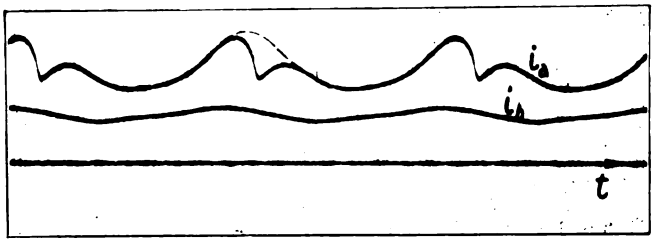


Bild 13.
Heiz- und Anodenstrom. Kapazitive Belastung $C_a = 0.24\ \mu F$, $\mathfrak{R}_a = 14{,}800 - j\,161{,}000$ Ohm und $I_a = 2.82\ mA$. Die übrigen Größen wie bei Bild 11.

$$-e_a = \frac{t}{D} - i_a R_i = \frac{t}{D}\frac{\mathfrak{R}_a}{R_i + \mathfrak{R}_a} \qquad (28)$$

sind $\mathfrak{J}_h$, $\mathfrak{J}_a$, $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{T}$ die Amplituden des Stromes, der Spannung und der Temperatur, so wird

$$\mathfrak{J}_a = \frac{\mathfrak{T}}{D}\frac{1}{[R_i + \mathfrak{R}_a]_{\text{eff}}} = \frac{k\,\mathfrak{J}_h}{D}\frac{1}{[R_i + \mathfrak{R}_a]_{\text{eff}}}$$

Die an den Anodenwiderstand abgegebene Leistung wird dann

$$\mathfrak{N}_a = \frac{\mathfrak{J}_a^2 \mathfrak{R}_a}{2} = \tfrac{1}{2}\left(\frac{k}{D}\right)^2 \frac{\mathfrak{R}_a}{\{[R_i + \mathfrak{R}_a]_{\text{eff}}\}^2}\mathfrak{J}_h^2 \qquad (29)$$

Sie wird ein Maximum bei Belastung durch einen induktionsfreien Widerstand R_a, der gleich dem inneren Widerstand R_i ist, nämlich

$$\mathfrak{N}_{a\,\max} = \frac{k^2 \mathfrak{J}_h^2}{8\,D^2 R_i} = \frac{k^2}{4\,D^2 R_i}\mathfrak{J}_{h\,\text{eff}}^2$$

Man bezeichnet zweckmäßig

$$\frac{4\,\mathfrak{N}_{a\,\max}}{\mathfrak{J}_{h\,\text{eff}}^2} = \frac{k^2}{D^2 R_i} = k^2 S^2 R_i = k^2 \frac{S}{D} = G_{rA} \qquad (30)$$

als „Güte A der Röhre".

Die „Güte A der Röhre" ist dann gleich der vierfachen von der Röhre maximal abzugebenden Wech-

[2]) Solche Einsattelung erhält man auch bekanntlich wegen des Gitterstromes beim Dreielektrodenrohr, wenn der überspannte Zustand besteht, sie kann aber auch genau wie beim Zweielektrodenrohr vorkommen, wenn die Anodenspannung sehr stark absinkt, aber trotzdem kein Gitterstrom fließt.

Digitized by Google

selstromleistung $\mathfrak{N}_a$ in Watt, wenn dem Heizfaden ein Wechselstrom von 1 Amp. zugeführt wird.

Ist $D = 0$, so wird $G_{rA} = \infty$.

Aber man kann praktisch diese Leistung nicht erhalten, da man, um $R_a = R_i$ zu behalten, R_a unendlich groß machen müßte, wobei die Anodenspannung $E_a - \mathfrak{J}_a R_a$ negativ, also der überspannte Zustand eintreten wird. Diese „Güte A der Röhre" ist für die maximal abzugebende Leistung nur maßgebend, wenn der Durchgriff nicht so klein ist bzw. R_i nicht so groß ist, daß die Anodenspannung unter die Sättigungsspannung sinkt für die Bedingung $R_i = R_a$.

Zahlenbeispiel:

Rohr RE 064, $I_h = 60\ mA$, $S \approx 60 \times 10^{-6}$ Amp/Grad' $D \approx 0{,}167$ Grad/Volt, $R_i \approx 100\,000$ Ohm und $k = \frac{1{,}285 \times 10^6}{\sqrt{13700 + 216 f^2}}$. Für $f = 1$ Hertz erhält man $G_{rA} = 43\ mW/mA^2$ und für $f = 20$ Hertz $G_{rA} = 5{,}9\ mW/mA^2$.

d. h. bei 1 mA am Heizfaden kann das Rohr an der Anodenseite 11 mW Wechselstromenergie für 1 Hertz und 1,45 mW für 20 Hertz abgeben. Voraussetzung dabei ist, daß $E_a \geqq E_{s\,max} + \mathfrak{E}_a = 20 + \frac{5}{10^3} \times 10^5 =$ 520 Volt ist, wobei man $E_{s\,max} \approx 20$ Volt, $\mathfrak{J}_a = \frac{I_{s\,max}}{2} \approx 5 \times 10^{-3}$ Amp. annimmt.

B) Güte B der Röhre:

Schon dann, wenn die Anodenspannung e_a zeitweise in das Raumladungsgebiet kommt, gilt Gl. (30) nicht mehr, sondern die maximal abgebbare Leistung wird durch Anodenspannung und Anodengrenzwiderstand bestimmt. Wie erklärt worden ist, erzeugt zu kleines $\mathfrak{N}_a$ zu kleine Spannungen, zu großes $\mathfrak{N}_a$ bedingt zu kleine Ströme, dazwischen also bei $\mathfrak{N}_a = \mathfrak{N}_{gr}$ liegt das Optimum. Dann erhält man für sehr kleinen Durchgriff

$$\mathfrak{N}_{a\,max} = \frac{\mathfrak{J}_a^2 \mathfrak{N}_{gr}}{2} \approx \frac{E_a - E_{s\,max}}{I_{s\,max}} S^2 \mathfrak{T}^2 = \frac{2\,(E_a - E_{s\,max})}{I_{s\,max}} S^2 k^2 \mathfrak{J}_{h\,eff}^2$$

Man bezeichnet:

$$\frac{4\,\mathfrak{N}_{a\,max}}{\mathfrak{J}_{h\,eff}^2} = 8 \frac{E_a - E_{s\,max}}{I_{s\,max}} S^2 k^2 = G_{rB} \qquad (31)$$

als „Güte B der Röhre".

G_{rB} ändert sich mit der Anodenbetriebsspannung E_a. Sie ist also nicht eine nur durch die Charakteristik der Röhre bestimmte Konstante, sondern auch eine direkt von der Betriebsanodenspannung abhängige Konstante. Die „Güte B der Röhre" ist dann gleich der vierfachen von der Röhre maximal abzugebenden Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a$ in Watt für eine bestimmte Anodengleichspannung E_a, wenn dem Heizfaden ein Wechselstrom von 1 Amp. zugeführt wird.

Zahlenbeispiel:

Bei demselben Rohr, wenn $E_a = 65$ Volt ist,

$G_{rB} = 16{,}5\ mW/mA^2$ für 1 Hertz und
$G_{rB} = 2{,}29\ mW/mA^2$ für 20 Hertz,

hierbei ist auch $E_{s\,max} \approx 20$ Volt und $I_{s\,max} \approx 10 \times 10^{-3}$ Amp. angenommen. Dieses bedeutet: bei 1 mA am Faden kann das Rohr 4,1 mW für $f = 1$ Hertz und 0,5 mW für 20 Hertz abgeben. Dabei ist

$$\mathfrak{N}_a = \mathfrak{N}_{gr} \approx 2 \frac{65 - 20}{10 \cdot 10^{-3}} = 9000 \text{ Ohm.}$$

C) Welche der beiden Güten ist nun maßgebend für abgebbare Leistung? Dies ist abhängig von dem Arbeitspunkt und von dem Kathodenmaterial. Da im Sättigungsgebiete allgemein der Durchgriff sehr klein bzw. der innere Widerstand sehr groß ist, ist hier im großen und ganzen die „Güte B der Röhre" maßgebend für die maximale Leistung. Ist die Anodenbetriebsspannung aber so groß, daß der Anodenwiderstand $\mathfrak{N}_a$ noch gleich R_i gemacht werden kann, ohne daß überspannter Zustand eintritt, dann ist G_{rA} maßgebend für die maximale Leistung: denn wir kommen erst in den überspannten Zustand, wenn die Wechselspannung $\mathfrak{E}_a$ so groß ist, bzw. die Gleichspannung E_a so klein, daß wir teilweise im Raumladungsgebiet arbeiten.

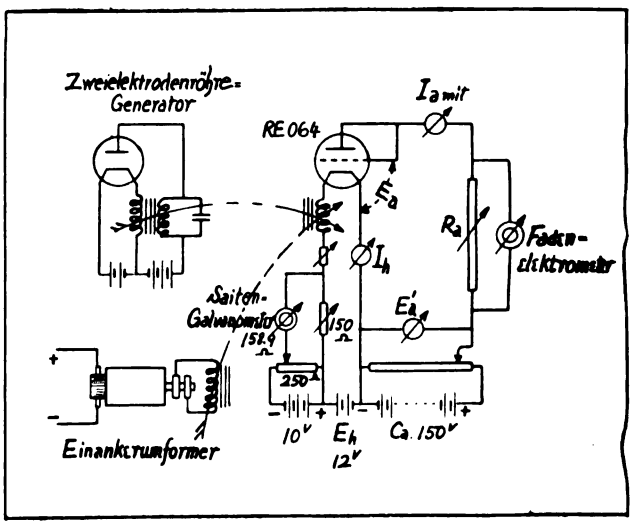


Bild 14.
Schaltungsschema zur Messung des Verstärkungsgrades.

Bei dem Versuchsrohr ist G_{rB} maßgebend, solange E_a klein gegen 520 Volt ist, da in diesem Gebiete der überspannte Zustand hervorgerufen würde, wenn man $\mathfrak{N}_a = R_i$ machte. Ist dagegen $E_a \gtrapprox 520$ Volt, kann der Durchgriff $D \leq 0{,}167$ trotz seines kleinen Wertes nicht mehr vernachlässigt werden, da sich dann $\mathfrak{N}_{gr}$ der Größenordnung von R_i nähert, also in diesem Falle ist G_{rA} maßgebend für die maximale Leistung.

Ist D ziemlich groß bzw. R_i ziemlich klein, wie beim Oxydkathodenrohr, ist die Güte A der Röhre G_{rA} immer maßgebend für abgebbare Leistung.

5. Verstärkungsgrad.

a) Definition.

Werden Wechselströme dem Heizkreis zugeführt (s. Bild 14), erhält man einen Wechselstrom im Anodenkreise. Man definiert entsprechend dem Dreielektrodenrohr[3]):

[3]) H. Barkhausen, Elektronenröhren 1, S. 101.

Digitized by Google

$$\text{Verstärkungsgrad } W = \sqrt{\frac{N_V}{N_U}}, \qquad (32)$$

wobei N_V = sekundär erzeugte verstärkte Leistung,
N_U = unverstärkte Leistung ist.

Ferner:

$$G_s = \frac{\mathfrak{J}^2_{h\,\text{eff}}}{N_U} = \text{„Güte der Schaltung“} \qquad (33)$$

Man bezeichnet:

$\eta_a = \frac{N_V}{\mathfrak{N}_a}$ = Wirkungsgrad des Anodenkreises,
$\mathfrak{R}_h$ = Widerstand des Heizkreises,
$\mathfrak{N}_h$ = Leistungsverbrauch im Heizkreise,
$\eta_h = \frac{\mathfrak{N}_h}{N_U}$ = Wirkungsgrad des Heiztransformators.

Aus Gl. (30) und (31) erhält man:

$$G_r = \frac{4\,\mathfrak{N}_{a\,\max}}{\mathfrak{J}^2_{h\,\text{eff}}}$$

Zusammengefaßt ergibt sich:

$$W = \tfrac{1}{2}\sqrt{G_s G_r \eta_a} = \tfrac{1}{2}\sqrt{\eta_h \eta_a}\,\frac{1}{\sqrt{\mathfrak{R}_h}}\sqrt{G_r} \qquad (34)$$

Die Größe der erreichbaren Verstärkung ist, abgesehen von der richtigen Anpassung und den Verlusten etwa verwendeter Transformatoren auf der Eingangs- und der Ausgangsseite (η_h, η_a), noch von der Güte der Röhre und davon abhängig, wie niedrig man den wirksamen Kathodenwiderstand $\mathfrak{R}_h$ treiben kann. Bei einem starke Sättigung besitzenden Rohre kann der Verstärkungsgrad sehr groß gemacht werden, da G_r mit größerer Anodengleichspannung anwächst [Gl. (23)].

$\mathfrak{k}$ [s. Gl. (6)] bzw. G_r und auch im allgemeinen $\mathfrak{R}_h$ sind eine Funktion der Frequenz, daher nimmt W mit wachsender Frequenz ab.

Ist kein Eingangstransformator und kein Transformator im Anodenkreise vorhanden, wird

$$W = \tfrac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{\mathfrak{R}_h}}\sqrt{G_r} \qquad (34a)$$

Wenn $\mathfrak{N}'_h$ der Leistungsverbrauch im Faden ist, dessen Widerstand r Ohm ist, wird der Verstärkungsgrad des Rohres, abgesehen von den anderen Widerständen im Heizkreise:

$$W' = \sqrt{\frac{N_V}{\mathfrak{N}'_k}} \qquad (34b)$$

und dieser theoretisch erreichbare maximale Verstärkungsgrad ist:

$$W' = \tfrac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{r}}\sqrt{G_r} \qquad (34c)$$

Zahlenbeispiel:

$r = 44.8$ Ohm,
$E_a = 65$ Volt,
$G_{rB} = 16500$ W/Amp². für $f = 1$ Hertz,
$G_{rB} = 2290$ W/Amp². für $f = 20$ Hertz,

Aus den vorhergehenden Daten rechnet man dieses W' zu folgenden Werten aus:

$$W' = \tfrac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{44{,}8}}\sqrt{16\,500} = 9{,}6 \text{ für } f = 1 \text{ Hertz},$$

$$W' = \tfrac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{44{,}8}}\sqrt{2290} = 3{,}5 \text{ für } f = 20 \text{ Hertz}.$$

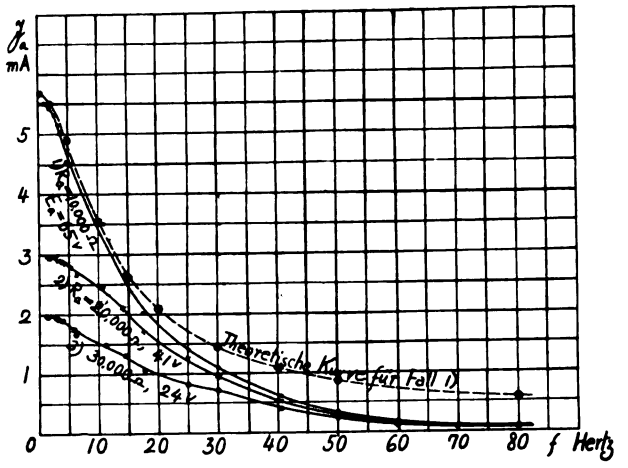


Bild 15.
$\mathfrak{J}_a$—f Charakteristik $I_h = 60\,mA$, $\mathfrak{J}_h = 9\,mA$ und $N_U = 1.81\,mW$.

b) Messungen.

Praktisch wurden einige Messungen des Verstärkungsgrades gemacht. Die Versuchsschaltung ist in Bild 14 wiedergegeben. Der dem Heizkreis zugeführte

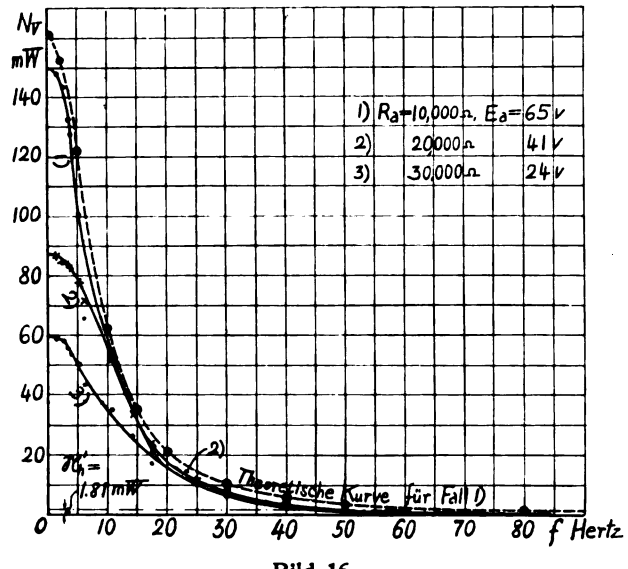


Bild 16.
N_V—f Charakteristik $I_h = 60\,mA$, $\mathfrak{J}_h = 9\,mA$ und $N_U = 1.8\,mW$

Wechselstrom, dessen Frequenz unter 22 Hertz lag, wurde mit einem in dieser Arbeit beschriebenen Zweielektrodenrohre erzeugt, während Ströme höherer Frequenz mit einem Einankerumformer erzeugt wurden. Der Wechselheizstrom wurde mit Hilfe einer Kompensationsmethode mit einem Saitengalvanometer und die Anodenwechselspannung bzw. der Anodenwechselstrom mit einem Fadenelektrometer gemessen.

Digitized by Google

a) Frequenz veränderlich.

Die Versuchsdaten waren folgende:

i) $I_h = 60\ mA$ und $\mathfrak{J}_h = 9\ mA$ konstant,
1) $R_a = 10000$ Ohm, $E_a = 65$ Volt
2) $R_a = 20000$ Ohm, $E_a = 41$ Volt
3) $R_a = 30000$ Ohm, $E_a = 24$ Volt.

Bild 15 stellt die Abhängigkeit zwischen $\mathfrak{J}_a$ und f dar, Bild 16 die zwischen Anodenleistung N_V und f, und Bild 17 die zwischen W' und f. Die vom Faden verbrauchte Leistung ist:

$$\mathfrak{N}'_h = \frac{\mathfrak{J}_h^2 r}{2} = \frac{9^2 \cdot 44{,}8}{10^6 \cdot 2}\ \text{Watt} = 1{,}81\ mW.$$

In Bild 15—17 sind außerdem noch für den ersten Fall, d. h. $E_a = 65$ Volt und $R_a = 10000$ Ohm jeweils die berechneten Werte von $\mathfrak{J}_a$, N_V und W'' als Kurve eingetragen. Sie wurden nach folgenden Formeln berechnet.

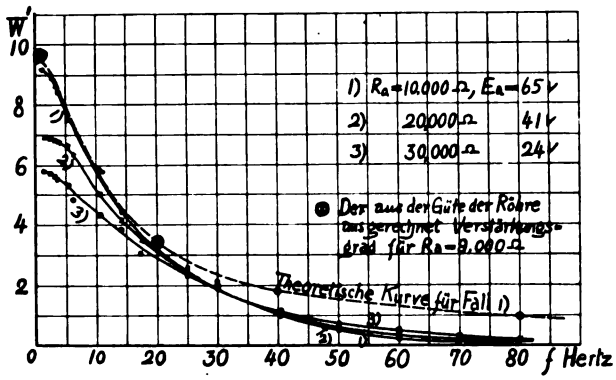


Bild 17.
Verstärkergrad $W' = \sqrt{\frac{N_V}{\mathfrak{N}'_h}}$ (gerechnet aus Bild 16).

Aus Bild 5 $S = 57 \times 10^{-6}$, $R_i = 98000$ Ohm und $k = \frac{1285 \times 10^6}{\sqrt{13500 + 216 f^2}}$ (Versuchsrohr *RE* 064). Dann erhält man für Bild 15

$$\mathfrak{J}_a = S(\mathfrak{T} - D\,\mathfrak{E}_a) \approx S\,k\,\mathfrak{J}_h = \frac{65{,}5}{\sqrt{1350 + 216 f^2}}\,\mathfrak{J}_h,$$

für Bild 16

$$N_V = \frac{R_a \mathfrak{J}_a^2}{2} = \frac{\mathfrak{J}_a^2}{2} \cdot 10^4$$

und für Bild 17

$$W'' = \sqrt{\frac{N_V}{\mathfrak{N}'_h}} = \sqrt{\frac{N_V}{1{,}81}}.$$

ii) $E_a = 41$ Volt, $R_a = 20000$ Ohm und $\mathfrak{J}_h = 9\ mA$ konstant,
1) $I_h = 60\ mA$ bezw. $T = 1290°$
2) $I_h = 58\ mA$ bezw. $T = 1270°$
3) $I_h = 53{,}5\ mA$ bezw. $T = 1220°$

Bild 18 stellt die Ergebnisse dar. Wir sehen, daß der Verstärkungsgrad mit kleiner werdendem Heizstrom absinkt. Außerdem erkennen wir, daß ein besonderes schnelles Absinken in einem bestimmten Frequenzbereich stattfindet. Dieser Bereich liegt bei um so tieferen Frequenzen, je kleiner der Heizstrom ist.

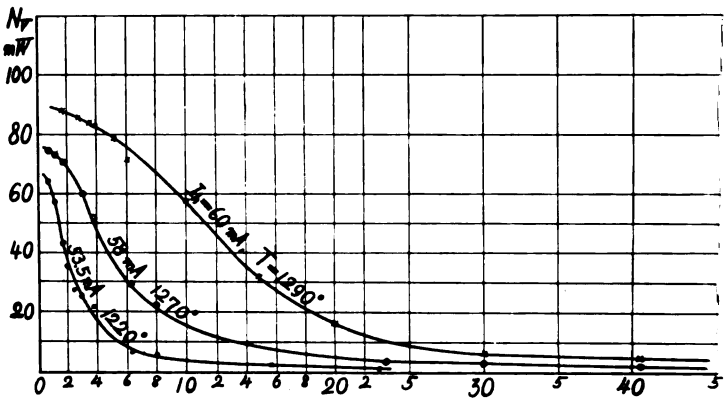


Bild 18.
N_V—f Charakteristik für verschiedene I_h, $\mathfrak{J}_h = 9\ mA$, $N_U = 1.81\ mA$, $E_a = 41\ V$, $R_a = 20000\ \Omega$.

β) Amplitude des Wechselheizstromes veränderlich. Hierbei waren: $E_a = 41$ Volt, $R_a = 20000$ Ohm, $I_h = 60$ mA.

1. $f = 0{,}76$ Hertz, 2. $f = 22$ Hertz und 3. $f = 50$ Hertz.

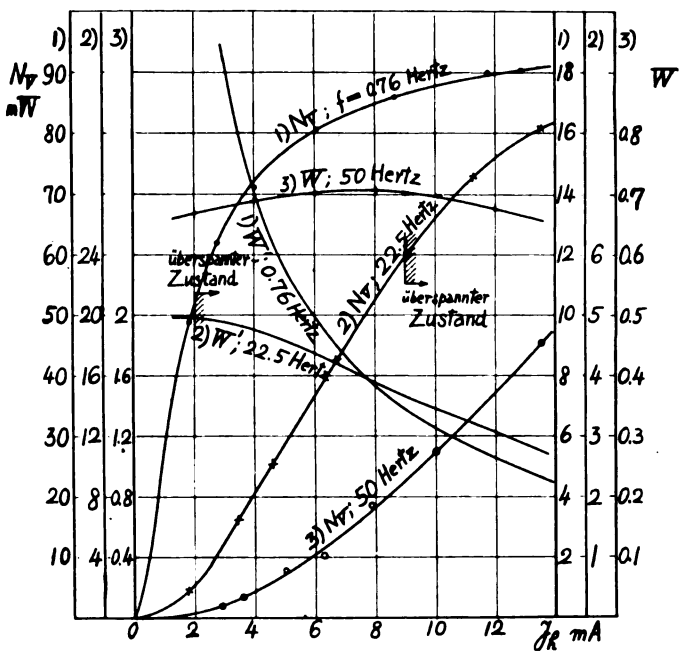


Bild 19.
Anodenleistung N_V und Verstärkergrad W' in Abhängigkeit von Wechselheizstrom $I_h = 60\ mA$, $E_a = 41\ V$ und $R_a = 20000\ \Omega$

Bild 19 stellt diesen Fall dar. Solange der überspannte Zustand nicht eintritt, soll W' konstant bleiben bzw. N_V quadratisch mit $\mathfrak{J}_h$ anwachsen, wie dies beim Fall 3 deutlich zu sehen ist. Beim Falle 2 wächst zunächst N_V ungefähr quadratisch mit $\mathfrak{J}_h$ und für $\mathfrak{J}_h > 9$ mA tritt bereits der überspannte Zustand ein. (Schluß folgt.)

(Eingegangen am 29. Juli 1929.)

Digitized by Google

Zusammenfassender Bericht.
Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren.

Von **H. E. Hollmann.**

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Darmstadt.

Inhaltsübersicht.

1. Frequenzrückkopplung.
2. Veränderliche Kapazität der Röhrenelektroden.
3. Elektronenschwingungen zwischen den Gitterstäben.
4. Neuere Arbeiten über Barkhausen-Kurz-Schwingungen.
5. Das Verhalten des Elektronenoszillators im Magnetfeld.
6. Magnetronschwingungen in Dioden.
7. Eine Gegentaktanordnung für Elektronenschwingungen.
8. Praktische Versuche mit ultrakurzen Wellen.

Seitdem vor Jahresfrist an dieser Stelle über die Erzeugung sehr kurzer ungedämpfter Wellen zusammenfassend berichtet wurde[1]), hat das Interesse an den bei extrem hohen Frequenzen auftretenden, völlig neuartigen Vorgängen und Erscheinungen ständig zugenommen, wie aus der großen Zahl der seitdem auf diesem Gebiet neu erschienenen Arbeiten zu schließen ist. Diese als eine Ergänzung des vorangegangenen Berichts erneut zusammenzufassen, ist der Zweck der vorliegenden Zeilen.

1. Frequenzrückkoppelung.

Die gleichzeitige Abhängigkeit der Wellenlänge in der Bremsfeldschaltung einer Dreielektrodenröhre nach Barkhausen und Kurz [l. c. 21] von den Betriebsverhältnissen einerseits und den Abstimmverhältnissen der Röhrenelektroden andererseits, die auf Grund der einfachen Anschauung von einer Pendelbewegung der Elektronen in den konstanten elektrischen Feldern der Elektrodengleichspannungen nicht zu erklären ist, führt Hollmann [l. c. 48][2]) auf einen stetigen Übergang zwischen zwei Grenzgebieten von verschiedenen Wellenlängen und verschiedenen Eigenschaften zurück, nämlich den „reinen" Barkhausen-Kurz-Schwingungen einerseits, deren Frequenz in Übereinstimmung mit der Theorie nur durch die Betriebsverhältnisse, d. h. die Elektrodenspannungen und Abstände gegeben ist, und den Gill- und Morrell-Schwingungen andererseits [l. c. 42 und 43], bei denen die in den Elektroden induzierten Wechselspannungen auf Grund bestimmter Abstimmverhältnisse derart auf die Elektronenbewegung zurückwirken, daß sich die Elektronenpendelfrequenz völlig der Eigenfrequenz des an die Röhre angekoppelten äußeren Schwingungskreises angleicht. Wird die Abstimmung in umgekehrter Richtung vorgenommen, so ergibt sich der stetige Übergang zwischen beiden Frequenzen.

[1]) Die Zitate in eckigen Klammern beziehen sich auf das Literaturverzeichnis des früheren Zusammenfassenden Berichts (l. c. 1).

Die Erscheinung des Aufschaukelns der Frequenz vollzieht sich analog dem bekannten Aufschaukeln der Amplitude bei Rückkoppelanordnungen und wird daher von Hollmann als Frequenzrückkoppelung bezeichnet[3]). Da der Bereich der

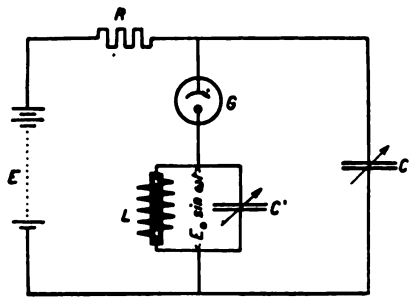


Bild 1.
Frequenzrückkoppelschaltung einer Glimmlampe.

normalen Amplitudenrückkopplung nach hohen Frequenzen hin begrenzt ist, und beim Elektronenoszillator die Frequenzrückkopplung gerade oberhalb dieser Grenze in Kraft tritt, ist sie als eine Erweiterung der Amplitudenrückkopplung über die Frequenzgrenze hinaus anzusehen.

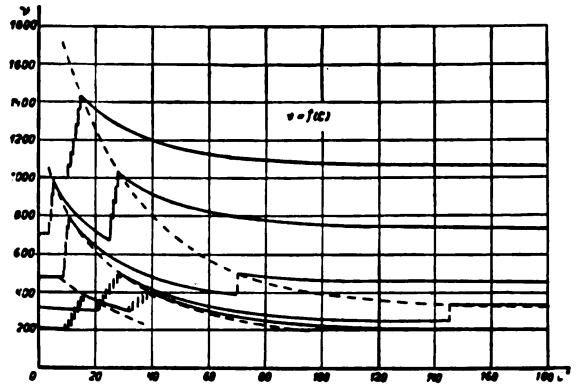


Bild 2.
Frequenzkurven der Blinkschaltung.

Eine weitgehende Bestätigung der Theorie der Frequenzrückkopplung ergibt sich daraus, daß sie keineswegs auf Elektronenschwingungen beschränkt ist, sondern sich im ganzen Bereich elektrischer und mechanischer Schwingungen nachweisen läßt. So wird von Hollmann ein elektrisches Modell des Elektronenoszillators angegeben, dessen Frequenz zwecks leichter Beobachtung in den hörbaren Bereich verlegt ist. Hollmann ersetzt die Elektronenschwingungen durch die Relaxionsschwingungen einer Glimmlampe in Blinkschaltung[4]), bei der eine Kapazität periodisch über einen Widerstand aufgeladen und über die Glimmlampe entladen wird. Wie bei den Elektronenschwingungen ist die

Digitized by Google

Relaxationsfrequenz von den Betriebsbedingungen, d. h. der Lade- und Entladespannung und den Dimensionen der Schaltung abhängig. Wird daher nach Art der Abb. 1 ein abstimmbarer Schwingungskreis mit der Blinkschaltung so gekoppelt, so daß sich die induzierten Resonanzspannungen den Speisespannungen der Glimmlampe überlagern, so kommt es ebenfalls zu einem Aufschaukeln der Frequenz und bei weiterer Verstimmung wieder zu einem stetigen Übergang in die ursprüngliche Relaxationsfrequenz. Die Abb. 2 zeigt auf solche Weise mit der Blinkschaltung erhaltene Frequenzkurven. Ersichtlich springt

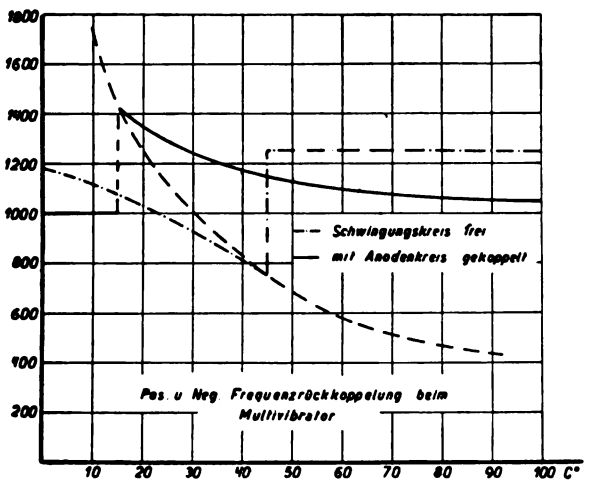


Bild 3.
Positive und negative Frequenzrückkopplung beim Multivibrator.

auch hier bei bestimmten Abstimmungen die Relaxationsfrequenz auf die Eichkurve des Schwingungskreises über. Die in der Figur unterhalb der Eichkurve liegenden Frequenzsprünge sind auf Oberschwingungen des Abstimmkreises zurückzuführen, während eine mehrfache Erregung, wie beim Lecher system, natürlich nicht möglich ist.

Die Analogie mit der Amplitudenrückkopplung tritt noch deutlicher dadurch zutage, daß es auch hier möglich ist, den Sinn der Frequenzrückkopplung umzukehren, d. h. statt des Aufschaukelns der Frequenz ein Absinken zu erhalten. Versuche ergaben, daß eine solche „negative Frequenzrückkopplung" im Multivibrator von Abraham und Bloch[5]) auftritt, und daß dieselbe durch induktive Ankopplung des Schwingungskreises an den Anodenkreis einer Röhre wieder in eine positive Frequenzrückkopplung umgekehrt werden konnte. Die Abb. 3 zeigt zwei solcherart mit dem Multivibrator erhaltene Frequenzkurven bei positiver und negativer Frequenzrückkopplung.

Bezüglich eines mechanischen Modells, bei welchem die Erscheinung der Frequenzrückkopplung auftritt, sei auf die Orginalarbeit verwiesen.

2. Veränderliche Kapazität der Röhrenelektroden.

Auf einem anderen Weg sucht Kohl[6]) die gleichzeitige Abhängigkeit der Wellenlänge einer Bremsfeldschaltung von den Betriebs- und von den Abstimmverhältnissen zu erklären. Er geht davon aus, daß in allen Fällen ein in der Röhre befindliches Schwingungssystem, und seien es auch nur die Röhrenelektroden mit ihren Zuleitungen, von dem durch das Gitter hindurchtretenden Elektronenstrom angeregt wird, und daß „reine" Elektronenschwingungen im Sinne von Barkhausen und Kurz überhaupt nicht möglich seien. Die Änderung der Resonanzfrequenz des Elektrodenschwingungskreises ergibt sich nach Kohl aus einer Änderung des zwischen Gitter und Anode als Dielektrikum befindlichen „Elektronengases", dem für eine Wellenlänge λ und Elektronendichte n nach Einstein eine Dielektrizitätskonstante von

$$\varepsilon = 1 - \text{const.}\, n \cdot \lambda^2$$

zukommt. Daraus folgt, daß mit zunehmender Elektronendichte die Wellenlänge abnehmen muß, was eine mit der Barkhausenschen Theorie übereinstimmende Beziehung zwischen Wellenlänge und Betriebsbedingungen zur Folge hat.

Die experimentelle Abweichung von der unter weitgehenden Vereinfachungen aufgestellten theoretischen Beziehung $\lambda^2 \cdot V_g = \text{const.}$ glaubt Kohl allgemein als Argument gegen die Barkhausensche Vorstellung „reiner" Elektronenschwingungen ansehen zu können. Demgegenüber weist Hollmann[7]) darauf hin, daß in Zweielektrodenrühren mit gitterförmiger Anode, „Gitterdioden", ebenfalls Elektronenschwingungen auftreten, deren Wellenlänge indessen, im Gegensatz zu den Barkhausen-Kurz-Schwingungen, mit wachsender Gitterspannung größer wird, und entgegen der Beziehung $\lambda^2 \cdot V_g = \text{const.}$ verläuft, wie es aus der Abb. 4 zu

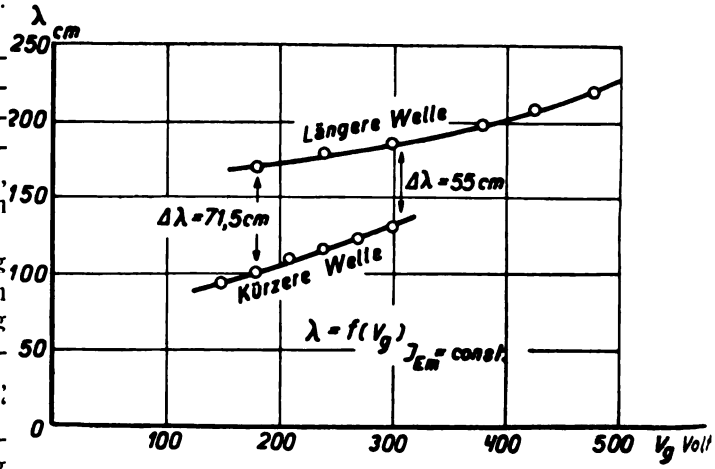


Bild 4.
Schwingungsbereiche einer Gitterdiode nach Hollmann.

ersehen ist. Eine Erklärung für diese Anomalie erblickt Hollmann darin, daß die durch die Gitteranode hindurchfliegenden Elektronen außerhalb derselben ein starkes Raumladungsfeld schaffen, das dem Bremsfeld einer negativen Außenelektrode entspricht. Ein Unterschied gegen die Dreielektrodenröhre besteht jedoch darin, daß dort der Umkehrpunkt der Elektronenbewegung durch die Potentialverteilung zwischen Gitter und Anode innerhalb enger Grenzen festgelegt ist, während hier die Elektronen in um so größerer Entfernung vom Gitter umkehren, je größer ihre Austrittsgeschwindigkeit aus dem Gitter ist. Sie lassen sich mit senkrecht emporgeworfenen Steinen vergleichen, die ebenfalls um so höher fliegen und um so längere Flugzeiten erfordern, je größer ihre Anfangs-

Digitized by Google

geschwindigkeit ist. Auf diese Weise findet die Zunahme der Wellenlänge mit steigender Gitterspannung auf dem durch Berücksichtigung der negativen Raumladung erweiterten Boden der Barkhausen schen Anschauung reiner Elektronenschwingungen eine zwanglose Erklärung; wie die Erscheinungen indessen mit der Kohl schen Theorie einer Änderung des „Elektronengases" in Einklang zu bringen ist, muß dahingestellt bleiben.

Umfangreiche Messungen an Kurzwellenröhren führt Hornung[8]) durch, die sich auf die Beziehungen zwischen Gitter- und Anodenstrom, Schwingungsintensität und Wellenlänge einerseits und Emissionsstrom und Abstimmverhältnisse andererseits erstrecken. Die Ausmessung der Schwingungsbereiche bei verschiedenen Gitterspannungen, Emissionsströmen

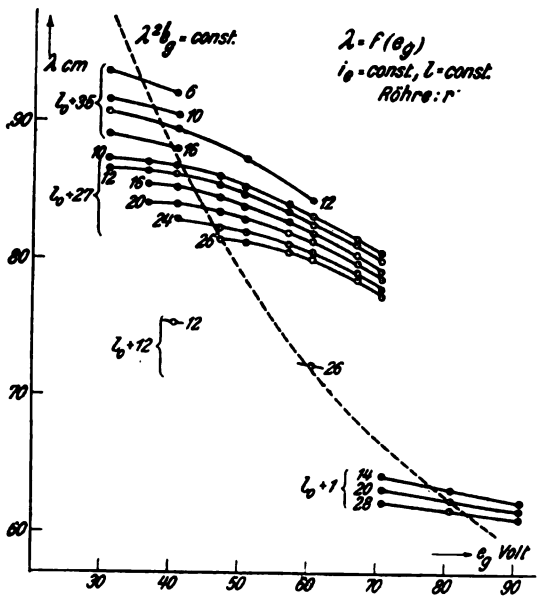


Bild 5.
Schwingungsbereiche nach Hornung.

und Abstimmungen ergibt das in Bild 5 wiedergegebene Bild. Die Ergebnisse stimmen qualitativ mit den Beobachtungen Grechowas vollkommen überein (vgl. l. c. 1. Teil II § 1 d Bild 18), und auch hier wird die Beziehung $\lambda^2 V_g = \text{const.}$ durch eine durch die Mitte der Schwingungsbereiche gelegte Parabel erfüllt. Im übrigen erbringen die Messungen nur bekanntes Tatsachenmaterial, so die Abnahme der Wellenlänge mit zunehmenden Gitterspannungen und Emissionsströmen und wachsendem negativem Anodenpotential, wobei mit steigender Emission auch die Schwingungsintensität bis zu einem Grenzwert anwächst. Besondere, von Kohl (l. c. 47) angegebene Röhren, die innerhalb des Glaskolbens einen kleinen Schwingungskreis besitzen, und deren Anoden aus Drahtspiralen bestehen, ergeben eine praktische Unabhängigkeit der Wellenlänge von den Betriebsverhältnissen. Im Bereich geringer Gitterspannungen von 130—200 Volt beobachtet Hornung erneut Schwingungen von etwa 30 cm Wellenlänge und sucht sie durch einen fallenden Bereich der statischen Röhrenkennlinie zu deuten.

Aus seinen Messungen errechnet Hornung eine Abnahme der Betriebskapazität des Schwingungskreises mit ansteigendem Emissionsstrom und wachsender Induktivität der Zuleitungen. Diese Kapazitätsverminderung kann nach Kohl (l. c. 6) auf das Elektronengas zurückgeführt werden; eine andere Erklärung gibt Hornung, nämlich eine Parallelschaltung der Induktivität der Kathode zusammen mit ihren Zuleitungen zu der wirksamen Selbstinduktion des Schwingungskreises, und zwar über den veränderlichen Gitter-Kathodewiderstand. Irgend eine Untersuchung oder Bestätigung dieser Hypothese wird indessen nicht erbracht.

3) Elektronenschwingungen zwischen den Gitterstäben.

In einer weiteren Arbeit (vgl. l. c. 1. Teil II § 4 c) macht Pierret[9]) nähere Angaben über den kurzwelligen Schwingungsbereich der französischen TMC-Röhren. Bei konstanter Gitterspannung von 240 Volt treten Barkhausen-Kurz Schwingungen auf, deren Wellenlänge sich im Bereich eines Anodenpotentials von 0 bis —10 Volt zwischen 58 und 42 cm ändert; bei stärker negativem Anodenpotential von —30 bis —60 Volt zeigt sich eine konstante Wellenlänge von 18 cm. Während sich die Barkhausen-Kurz-Schwingungen durch Abstimmung des Gitters sowohl als auch der Anode verstärken lassen, gilt dies in dem kurzwelligen Bereich nur für die Abstimmung der Gitterzuleitung. Auch mit größeren Röhren (Métal *E*) erhält Pierret beide Schwingungsgebiete, naturgemäß mit entsprechend längeren Wellen von 67,6 und 34,6 cm.

Beauvais[10]) gibt an, daß sich die Frequenz des kurzwelligen Bereichs in Übereinstimmung mit der Theorie Pierrets mit dem Abstand der Gitterdrähte ändert.

Ausführliche Messungen führt Hollmann[11]) an den TMC-Röhren durch und findet, daß sich durch Abstimmen der Gitterzuleitung die erste Oberwelle der Barkhausen-Kurz-Schwingungen aussieben läßt, was einen Wellenbereich von 13—30 cm ergibt. Die Oberschwingungen hängen natürlich, ebenso wie die Grundschwingungen, von den Elektrodenpotentialen ab. Innerhalb dieses Schwingungsbereichs tritt jedoch eine andere Schwingungsform von konstanter Wellenlänge auf, die bei verschiedenen Röhren zwischen 17 und 18 cm schwankt. Es zeigt sich, daß diese Schwingungen einer Resonanz des aus der Gitterwendel und ihrer Halterung gebildeten Schwingungskreises entsprechen, wodurch auch die Abstimmung der Gitterzuleitung, die ja galvanisch an diesen Schwingungskreis angekoppelt ist, verständlich wird. Die Abhängigkeit der Wellenlänge von dem Abstand der Gitterdrähte ist daher nur indirekt, insofern, als eine Änderung der Gitterwendel natürlich auch eine Änderung ihrer Eigenwelle zur Folge hat. Dieser Effekt wird von Grechowa (l. c. 70) qualitativ bestätigt. Versuche, die Gitterwendel in zwei Paralleldrähte auslaufen zu lassen, und so das Gittersystem stetig verstimmbar auszubilden, brachten, vermutlich infolge Störungen des Schwingungszustandes durch die Drahtdurchführungen durch die Röhrenwandung, keinen Erfolg.

4) Neuere Arbeiten über Barkhausen-Kurz-Schwingungen.

In einem vollkommen neuen Licht betrachtet Knipping[12]) die bei der Pendelbewegung der Elek-

Digitized by Google

tronen in der Barkhausen schen Bremsfeldschaltung auftretenden Vorgänge. Er geht davon aus, daß die zwischen zylindrischen Elektroden logarithmisch verlaufende Potentialverteilung im Schwingungszustand eine Änderung erfährt, einmal durch die dem Glühdraht vorgelagerte negative Raumladungszone, zweitens durch die beiderseits des Gitters sich ausbildenden und aus ionisierten Gasresten bestehenden Doppelschichten, welche die Gitteröffnungen scheinbar vergrößern, und drittens durch eine Doppelschicht positiver Gasionen vor der Anode. Die beiden Doppelschichten im Gitter-Anoderaum vermögen eine Pendelbewegung von Elektronen zwischen sich zu verursachen, wie sie von Hollmann [l. c. 48] (l. c. 2) experimentell nachgewiesen worden ist.

Die an der Grenzfläche der Raumladungszone mit der Geschwindigkeit Null austretenden Elektronen ionisieren die in der Röhre vorhandenen Gasreste, wenn sie, unter der Voraussetzung, daß in der Röhre nur Wasserstoffreste vorhanden sind, eine Geschwindigkeit von 14 Volt erlangt haben. Dabei wandern die positiven H-Ionen langsam zur Kathode, während das aus dem H-Atom abgespaltene Elektron zusammen mit dem Stoßelektron an der Pendelbewegung um das Gitter teilnimmt. Da die Geschwindigkeit der H-Ionen im gleichen elektrischen Feld 43mal geringer als die Elektronengeschwindigkeit ist, ist der Fall möglich, daß das Ion gerade während einer vollen Periode der Elektronenbewegung in die negative Raumladungszone gelangt, wo es von Raumladungselektronen neutralisiert wird und einer großen Zahl von Glühdrahtelektronen den Austritt aus der Raumladungszone ermöglicht. Damit ist eine phasenrichtige, periodische Emission von Elektronen aus der Raumladungszone eingeleitet. Eine Änderung der Elektrodenpotentiale hat eine Verlagerung der Ionisierungszone zur Folge und stört die Gleichphasigkeit zwischen den schwingenden und den periodisch emittierten Elektronen, wodurch eine für jede Röhre maximale Schwingungsenergie ergebende Gitterspannung erklärlich wird.

Die in der Raumladungszone neutralisierten Gasatome bewegen sich nach den Gesetzen der kinetischen Gastheorie während mehrerer Perioden langsam vom Glühfaden weg bis an die Grenze der Ionisierungszone, wo sie von neuem von Elektronen getroffen werden, so daß sich der Steuervorgang wiederholt. Aus dem Diagramm der Abb. 6 sind die Bewegungen der Elektronen, Ionen und neutralen Atome, sowie die Momente der Stossionisation und der erneuten Elektronenemission aus der negativen Raumladungszone deutlich zu ersehen. Nach dieser Vorstellung ist also ein bestimmter Gasrest in der Röhre unumgänglich notwendig, um Elektronenschwingungen aufrecht zu erhalten (vgl. lc. 1. Teil II § 1 b). Da alle auch außerhalb der eigentlichen Ionisierungszone im Gitter-, Kathode- und im Gitter-Anoderaum befindlichen H-Atome mit der Zeit ionisiert werden und in die Raumladungszone hineinwandern, ergibt sich, daß der Zwischenelektrodenraum völlig gasfrei wird, so daß sich die Elektronen ungehindert bewegen können.

Wird die Gitterspannung stetig geändert, so zeigt sich zunächst das oben besprochene Maximum der Intensität; danach sind sprunghaft weitere Schwingungsbereiche und Maxima zu erwarten, die anderen in der Röhre befindlichen Gasresten, wie z. B. Stickstoff, Sauerstoff und Quecksilberdampf entsprechen, und wobei zufolge der verschiedenen Ionengeschwindigkeiten den Bedingungen der Gleichphasigkeit zwischen emittierten und schwingenden Elektronen wieder genügt wird. Die Bremsfeldschaltung stellt also nach dieser Anschauung einen „Massenspektrographen" dar für das innerhalb der Röhre vorhandene Gemisch an Restgasen.

In einer neueren Arbeit führt Möller[13]) die „Ordnung der Elektronen zum gemeinsamen Tanz" auf verschiedene Ursachen zurück, und zwar unterscheidet er das „Prinzip der Aussortierung" und das der „Laufzeitschwankungen". Eine Aussortierung von Elektronen findet einmal dadurch statt, daß ein Teil

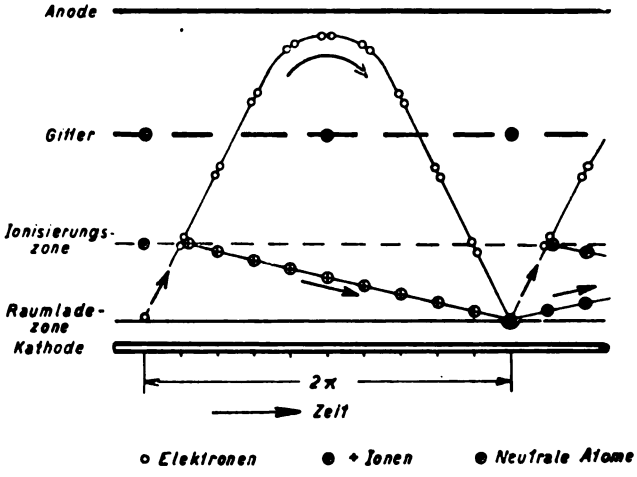


Bild 6.
Diagramm der Ionen- und Elektronenbewegung nach Knipping.

derselben nach der Rückkehr vor der Anode auf das Gitter aufprallt und dessen Spannungsschwankungen unterhält, zum anderen dadurch, daß je nach dem Momentanwert der Gitterwechselspannung die Elektronen verschiedene Geschwindigkeiten erhalten, so daß sie einmal auf die Anode aufprallen und abgeleitet werden, das andere Mal aber umkehren und dem angekoppelten Schwingungssystem Energie zuführen. Es ist dies im Grund die gleiche Vorstellung, wie sie auch von anderen Autoren [l. c. 35; 46; 49] vertreten wird. Wie beim rückgekoppelten Röhrensender kann ein Aufrechthalten von Schwingungen nur dann stattfinden, wenn der schwingende Elektronenstrom mit der Gitter- und Anodengegenspannung in Phase ist.

Das zweite Prinzip der „Laufzeitschwankungen" geht davon aus, daß die Elektronen je nach der Momentanspannung des Gitters verschiedene Flugzeiten aufweisen und einen Gitterwechselstrom erzeugen, der ebenfalls unter obiger Bedingung der Gegenphase die Schwingungen eines angekoppelten Lecher-systems aufrecht halten kann. Die Laufzeitschwankungen sichern vor allem dann eine konphase Elektronenbewegung, wenn das Anodenpotential so stark negativ ist, daß keine Elektronen mehr aussortiert werden können.

Das Prinzip der Aussortierung wird von Möller einer eingehenden Betrachtung unterzogen. Auf Grund der von Hollmann bereits angegebenen Bewegungsgleichungen eines Elektrons im Wechselfeld

Digitized by Google

[l. c. 48. Teil II § 6b] errechnet Möller die verschiedenen „Steighöhen" der Elektronen, d. h. die Entfernung ihres Umkehrpunktes vom Gitter. Ist die Steighöhe gleich dem Abstand Gitter-Anode, so fließt ein mittlerer Anodenstrom, ist sie größer, so nimmt er zu, während er bei geringeren Steighöhen naturgemäß bis auf Null abnehmen muß: Ersichtlich findet also je nach der Steighöhe eine Aussortierung durch die Anode statt oder nicht.

Die graphische und mathematische Durchführung der Theorie ergibt, daß tatsächlich die Phase zwischen Gitterspannung und Gitter- bzw. Anodenstrom so liegt, daß dem Lechersystem Energie zugeführt wird. Weiter weist Möller nach, daß der Elektronenoszillator sich darstellen läßt als ein Kondensator

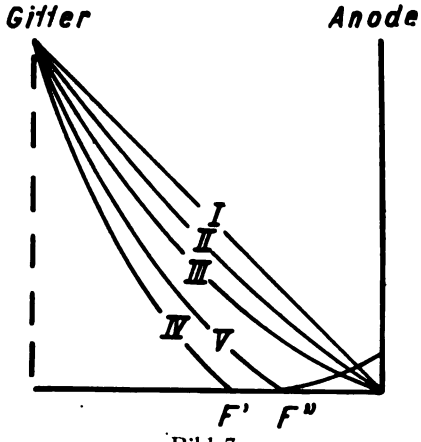


Bild 7.
Änderung der Potentialverteilung durch Raumladung nach Tonks (F'' = virtuelle Kathode).

mit einer zwischen seinen Belegungen schwingenden Raumladung, und sich ebenso verhält, wie eine auf die gleiche Frequenz abgestimmte Schwingdrossel. Nach Möller spielt dabei ein angekoppeltes Lechersystem lediglich die Rolle eines Sekundärkreises, ohne die Frequenz merkbar zu beeinflussen*).

Im Zusammenhang mit den vorstehenden Ausführungen erscheint es von Bedeutung, auf eine ältere Arbeit Tonks[14]) einzugehen, in der allerdings die hochfrequenten Schwingungen der Bremsfeldschaltung auf einen Bereich negativen Widerstands der Gitter-Anodenstrecke und auf eine Anregung der Röhrenelektroden zurückgeführt werden. Da die Raumladung zwischen Gitter und Anode in der Bremsfeldschaltung nicht mehr der Langmuirschen Gleichung gehorcht, sondern durch die Summe des Hin- und Rückstroms der pendelnden Elektronen bestimmt wird, ändert sich die Potentialverteilung den Kurven I—IV der Abb. 7 entsprechend. Ersichtlich bildet sich bei starken Elektronenströmen eine Potentialnullfläche aus, für die Tonks den Begriff der „Virtuellen Kathode" einführt, da sie sich theoretisch und experimentell wie eine den doppelten Betrag des durch das Gitter hindurchtretenden Elektronenstroms emittierende Elektronenquelle verhält. Bei positivem Anodenpotential geht ein bestimmter Prozentsatz ihrer Emission zur Anode über (Kurve V).

*) In dieser Hinsicht dürfte die Theorie auf Grund der Untersuchungen von Gill und Morrel [l. c. 42 und 43], Kapzov und Gwosdorfer [l. c. 40], Tank und Schiltknecht [l. c. 46] und Hollmann [l. c. 48] einer Ergänzung bedürfen.

Mit zunehmendem Gitterpotential vergrößert sich zunächst die negative Raumladung, wodurch die virtuelle Kathode zum Gitter hingerückt wird, andererseits bewirkt die Erhöhung des Potentialgefälles eine entgegengesetzte Verlagerung der virtuellen Kathode zur Anode hin. Da die Lage der virtuellen Kathode für den Anoden- und den Gitterstrom maßgebend ist, ergeben sich komplizierte Abhängigkeiten der beiden Ströme von der Gitterspannung, wie die theoretischen

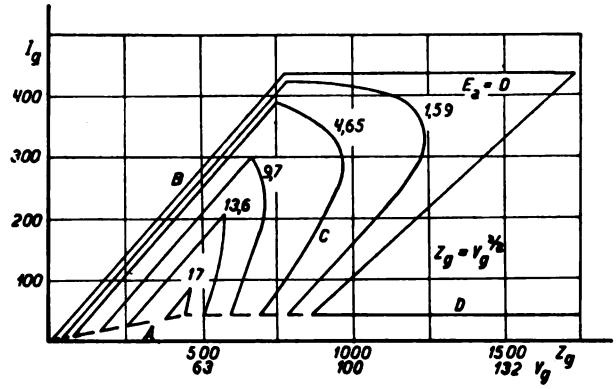


Bild 8.
Theoretische Gitterstromkennlinien nach Tonks.

Kurven der Abb. 8 erkennen lassen. Der starke Anstieg von I im Bereich B zeigt die Ausbildung der virtuellen Kathode an, welche die Elektronen, statt daß sie auf die Anode aufprallen, zum Gitter zurückkehren läßt, während im Bereich C eine Strombahn

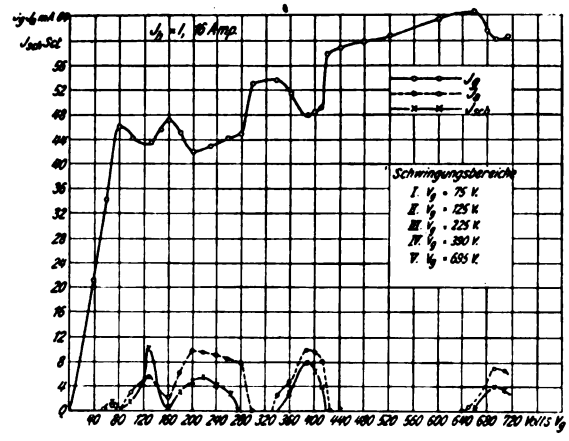


Bild 9.
Schwingungsbereiche nach Kalinin.

mit negativem Widerstand zu erkennen ist. Die rechnerische Anwendung der Raumladungsgleichungen ergibt, daß dieser negative Widerstand nur dann auftritt, wenn das Verhältnis vom Anoden- zum Gitterradius den Betrag von 2,15 übersteigt.

Es zeigt sich, daß die Flugzeit eines Elektrons größenordnungsmäßig mit der Eigenfrequenz des Elektrodensystems übereinstimmt, und daß dieses durch den negativen Widerstand angeregt werden kann. Die Theorie vermag die Einwirkungen der Raumladung auf die Schwingungen zu erklären, nicht aber die Einwirkungen der Elektrodenpotentiale. Auch beschränkt sie sich auf eine schwach positive Anodenspannung, während gerade die Barkhausen-Kurz-Schwingungen bei negativer Anode

Digitized by Google

ein Intensitätsmaximum aufweisen. Tonks glaubt, daß die vorstehende statische Theorie im Verein mit der von Gill und Morrell angegebenen dynamischen Theorie die Barkhausen-Kurz-Schwingungen klarzustellen vermag.

An russischen Senderöhren beobachtet Kalinin[15]) Schwingungsbereiche bis herunter zu 8 cm

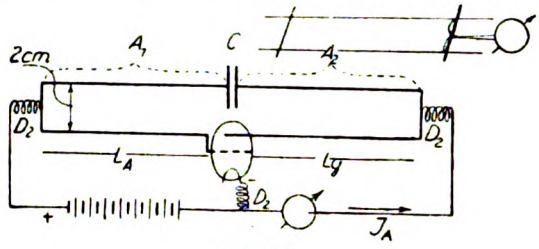


Bild 10.
Anordnung von Potapenko.

Wellenlänge, die bei stetiger Steigerung der Gitterspannung nacheinander auftreten, wie es die Abb. 9 veranschaulicht. Mit stärkerer Heizung nimmt die Anzahl der Bereiche zu, und gleichzeitig verschieben sie sich nach höheren Spannungen hin. Ebenso ändert

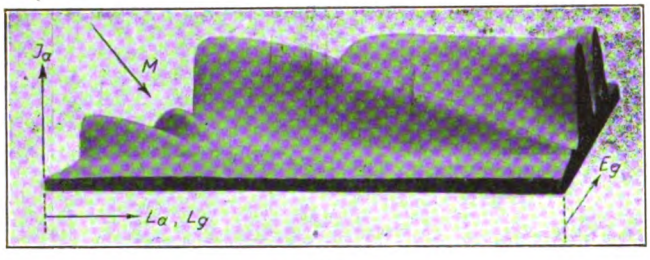


Bild 11.
Raumarbeitsdiagramm nach Potapenko.

sich die Wellenlänge, die indessen von äußeren Schwingungskreisen unbeeinflußt bleibt. Die Werte der Gitterspannungen, die jeweils den Zentren aufeinanderfolgender Schwingungsbereiche entsprechen,

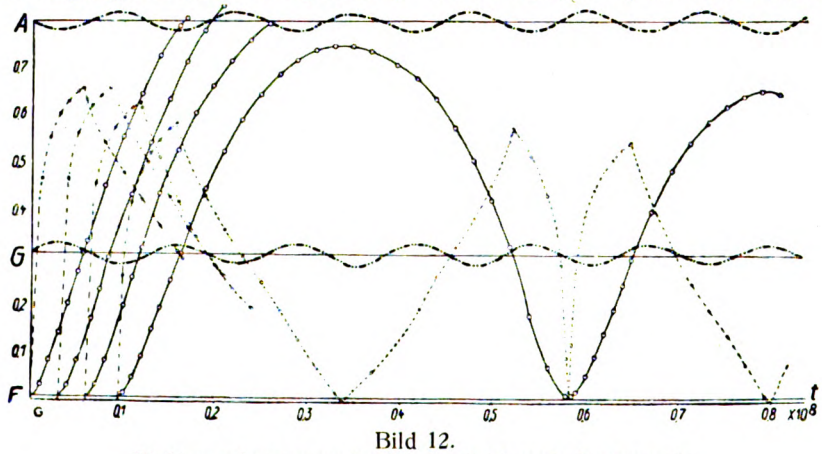


Bild 12.
Elektronenbewegung im Wechselfeld nach Potapenko.

bilden eine geometrische Reihe, für welche — ein Bereich n mit der Gitterspannung V_n vorausgesetzt — die Beziehung gilt:

$$\frac{V_{n+1}}{V_n} = \frac{V_n}{V_{n-1}},$$

die durch das Experiment vollauf bestätigt wird. Von besonderem Interesse ist der Vergleich vorstehender Formel mit dem Verteilungsgesetz der Wellenlängen im Spektralbereich des Wasserstoffs, für welches für die Linien $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ und $H\delta$ die Gleichungen gelten:

$$\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_\beta} = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\gamma} \text{ und } \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\gamma} = \frac{\lambda_\gamma}{\lambda_\delta}$$

Potapenko[16]) benutzt die in Abb. 10 dargestellte Schwinganordnung, in welcher Gitter- und Anodenkreis der Bremsfeldröhre getrennt abgestimmt

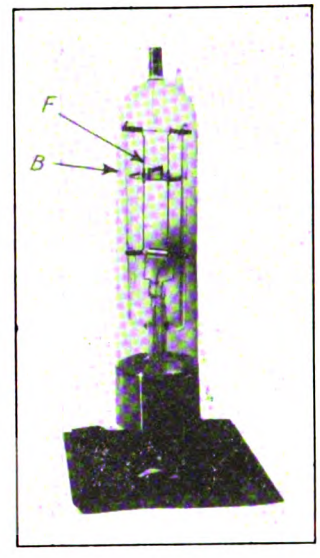


Bild 13.
Kurzwellenröhre von Potapenko.

werden. Der Kondensator C, dessen Kapazität der inneren Röhrenkapazität entspricht, sichert eine gewisse Symmetrie der Abstimmorgane. Durch sorgfältige Ausmessung aller maßgebenden Faktoren erhält Potapenko „Raumarbeitsdiagramme" von der in Fig. 11 wiedergegebenen Form. Diese lassen neben den „normalen" Schwingungsbereichen, deren Wellenlänge der Barkhausenschen Beziehung $\lambda^2 \cdot V_g =$ const. entspricht, weitere Bereiche, von Potapenko als „Zwergwellengebiete" bezeichnet, erkennen, in denen die Wellenlänge unterhalb der sich aus der Barkhausenschen Theorie ergebenden liegt, und das Produkt $\lambda^2 \cdot V_g$ nur $^1/_4$, $^1/_9$, $^1/_{16}$ usw. des normalen Wertes beträgt. Als kürzeste Zwergwelle erhielt Potapenko mit russischen „RS"-Röhren solche von 10 cm und mit deutschen TKD-Röhren von nur 3,5 cm Länge.

Digitized by Google

Die numerische Integration der von Kapzov [l. c. 50] angegebenen Elektronebewegungsgleichungen ergibt, daß bei konstanter Gitterspannung tatsächlich nicht nur Schwingungen der Barkhausenschen Periodendauer T, sondern auch solche höherer Ordnung, d. h. von T/2, T/3, T/4 usw. möglich sind. Als Beispiel der theoretischen Ergebnisse sei die Fig. 12 angeführt, welche die Bahnen zu verschiedenen Zeitpunkten den Heizfaden verlassender Elektronen darstellt, unter der Voraussetzung, daß zwischen Gitter und Anode eine Wechselspannung vom Vielfachen der Grundfrequenz liegt. Man erkennt, daß es trotz dieser Vorbedingung Elektronen gibt, die vor der Anode um- und zum Heizfaden zurückkehren und damit den Schwingungszustand aufrecht halten. (Vgl. hierzu l. c. 1. Teil II. § 9 Abb. 24.)

Durch Verlegen eines, das Gitter abstimmenden Drahtsystems ins Innere der Röhre, wie es aus der Abb. 13 zu ersehen ist, und wobei die Abstimmbrücke B durch Neigen und Beklopfen der Röhre von außen zu verschieben ist, gelingt es Potapenko, die „Zwergbereiche" von verschiedenen Ordnungszahlen willkürlich einzustellen*).

*) Auf Grund dieser Untersuchungen Potapenkos dürften auch die in den französischen TMC Röhren auftretenden kurzwelligen Schwingungen (Vgl. § 3) als „Zwergbereiche" aufzufassen sein.

Literatur.

1) Zusammenfassender Bericht ds. Ztschr. **33**, S. 27, 66 und 101, 1929.
2) Vgl. auch: H. E. Hollmann: Proc. Inst. Rad. Eng. **17**, S. 229, 1929.
3) H. E. Hollmann: Elektr. Nachr. Techn. **6**, S. 253, 1929.
4) B. v. d. Pol: Jahrb. d. drahtl. Tel. **28**, S. 187, 1926 und **29**, S. 114, 1927.
5) F. Abraham und Bloch: Ann. de Phys. **12**, S. 237, 1919.
6) K. Kohl: Ztschr. f. Techn. Phys.: **9**, S. 472, 1928. Verhdlg. Deutsch. Phys. Ges. **3**, S. 36, 1928.
7) H. E. Hollmann: Ztschr. f. Techn. Phys.: **10**, S. 424, 1929.
8) H. Hornung: Ann. d. Phys.: **1**, S. 417, 1929.
9) E. Pierret: Compt. Rend. **187**, S. 1132, 1928.
10) G. Beauvais: Rev. Gén. de l'Electr. **25**, S. 393, 1929.
11) H. E. Hollmann: Jahrb. d. drahtl. Tel. **33**, S. 128, 1929.
12) P. Knipping: Jahrb. d. drahtl. Tel. **34**, S. 1, 1929.
13) G. Möller: Jahrb. d. drahtl. Tel. **34**, S. 201, 1929. Die Elektronenröhren. Braunschweig 1929.
14) L. Tonks: Phys. Rev. **30**, S. 501, 1927.
15) W. J. Kalinin: Journ. Russ. phys. Ges. 1929, S. 131. Ann. d. Phys. **2**, S. 498, 1929.
16) G. Potapenko: Vorgetragen Deutsch. Phys. Ges. Berlin, 29. Juni 1927. Physikertagung Prag 1929. Ztschr. f. Techn. Phys. **10**, S. 542, 1929.

(Schluß folgt.)

Patentschau.

Von **Carl Lübben.**

Beseitigung von Stör- und Nebenwellen.

D.R.P. 484372, Klasse 21a⁴, Gruppe 1 (Lorenz), Pat. vom 1. Februar 1928, ausgegeben am 14. Oktober 1929. Zusatz zum Pat. 452661.

Beim Hauptpatent 452661 handelt es sich um die Beseitigung von Stör- oder Nebenwellen durch Schluckkreise, die die Eigenschaft haben, vorwiegend zwei Störwellen zu beseitigen. Durch besondere Bemessung soll nun erfindungsgemäß auch eine Beseitigung anderer Störwellen erreicht werden. Zu

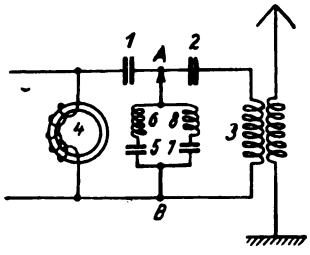


Bild 1.

diesem Zweck sollen die Schluckkreise für die Störwelle, die zugleich einen Sperrkreis für die Hauptwelle bilden, eine möglichst große Kapazität und eine möglichst kleine Selbstinduktion besitzen. Als zweckmäßig hat es sich ferner erwiesen, den Schluckkreis an solchen Stellen des Nutzschwingungskreises anzuschalten, an denen für die Nutzwelle die geringste Potentialdifferenz vorhanden ist. Eine solche Anordnung zeigt Bild 1. Der Nutzkreis 1, 2, 3, 4 ist auf die Nutzwelle abgestimmt und die Kapazitäten 1, 2 sind so gewählt, daß an den Punkten A und B für die Nutzwelle ein Spannungsknoten vorhanden ist. Mit diesen Punkten ist der Schluckkreis 5, 6, 7, 8 verbunden.

Konstanthaltung der Schwingungsfrequenz von Piezokristallen.

D.R.P. 486008, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Lorenz), Pat. vom 21. Juli 1928, ausgegeben am 11. November 1929.

Um die Aenderungen der Eigenfrequenz von Piezokristallen infolge von Temperaturänderungen

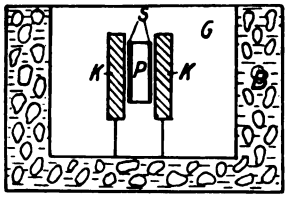


Bild 2.

zu verhindern, soll der Piezokristall P (Bild 2) mit Silberbelegungen S versehen sein, auf denen Kupferkörper K aufliegen, die eine große Wärmekapazität besitzen. Die ganze Anordnung ist in ein mit Wasserstoff gefülltes Gefäß G untergebracht, das in einen mit Eis und Wasser gefüllten Behälter B eingesetzt ist.

Antennen-Zuleitung.

Brit. Pat. 317297 (Telefunken, 11. August 1928), veröffentlicht am 9. Oktober 1929.

Digitized by Google

Zur Beseitigung der Strahlung langer Zuführungsleitungen sollen diese mit der Antenne und Erde in der aus Bild 3 ersichtlichen Weise verbunden werden, so daß durch den Kondensator C ein Ausgleich der Antennenimpedanz A und Herstellung der Symmetrie erzielt wird.

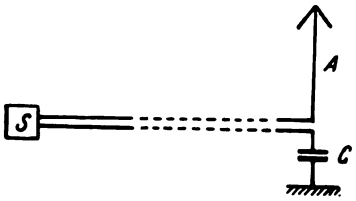


Bild 3.

Parallelbetrieb von Röhren.

Brit. Pat. 318 720 (Kirke, Mac Larty, 2. August 1928) veröffentlicht am 30. Oktober 1929.

Beim Parallelbetrieb von Röhren soll jede Röhre ihre eigenen Kopplungselemente, Drosseln, Kondensatoren etc. besitzen, um die Verlustwiderstände herabzusetzen. Eine derartige Anordnung ist in Bild 4 wiedergegeben.

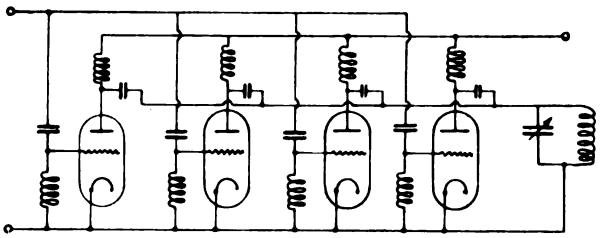


Bild 4.

Kurzwellensender.

D.R.P. 486 009. Klasse 21 a^4, Gruppe 9 (Telefunken), Pat. vom 25. Dezember 1927, ausgegeben am 8. November 1929.

Eine bekannte Methode zur Kurzwellenerzeugung besteht darin, daß dem Gitterkreis eine bestimmte Frequenz zugeführt und eine Frequenzerhöhung dadurch herbeigeführt wird, daß der Anoden-Schwingungskreis auf eine höhere Frequenz abgestimmt ist. Erfindungsgemäß soll eine Verbesserung des Wirkungsgrades dadurch erzielt werden, daß eine Rückkopplung zwischen Anodenkreis und Gitterkreis für die höhere Frequenz vorgesehen ist. Bei der in Bild 5 dargestellten Anordnung wird der Gitterkreis G vom piezogesteuerten Steuersender S in der Grundfrequenz ω erregt. Der Anodenkreis A ist auf eine höhere Frequenz $n\omega$ abgestimmt. Durch die Spule L und den Kondensator C wird eine Rückkopplung zwischen Anodenkreis und Gitterkreis hergestellt, die so eingestellt wird, daß sie die Schwingungsneigung für die höhere Frequenz $n\omega$ erhöht und zwar zweckmäßig bis kurz vor der Selbsterregung.

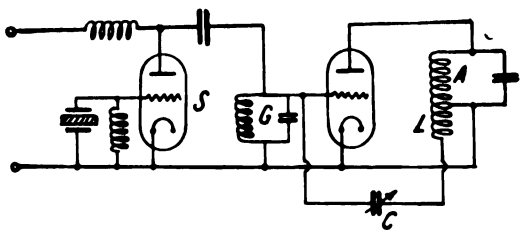


Bild 5.

Kurzwellen-Schaltung.

D.R.P. 484 373, Klasse 21 a^4, Gruppe 9 (Telefunken), Pat. vom 19. November 1927, ausgegeben am 14. Oktober 1929.

Für die Erzeugung kurzer Wellen haben sich Gegentaktschaltungen als besonders zweckmäßig erwiesen. Bei Fremdsteuerung muß die Rückwirkung des Anodenkreises auf den Gitterkreis durch die innere Röhrenkapazität beseitigt werden. Dies geschieht gewöhnlich mittels Ausgleichskondensatoren, die aber an sich unerwünscht sind. Erfindungsgemäß erfolgt der Ausgleich ohne besondere Ausgleichskondensatoren in der Weise, daß die Eingangskreise nicht mit dem Gitter sondern mit den voneinander isolierten Kathoden verbunden werden. In Bild 6 ist eine derartige Schaltung wiedergegeben. Die Gitter sind miteinander verbunden. Die Eingangskreise I und II liegen an der Kathodenseite, III und IV sind die Ausgangskreise.

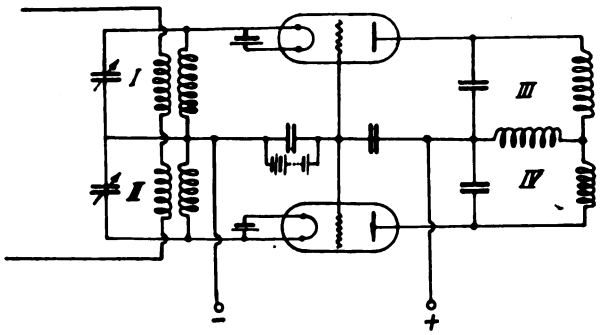


Bild 6.

Fading-Beseitigung.

D.R.P. 484 767, Klasse 21 a^4, Gruppe 9 (Telefunken), Pat. vom 26. Juni 1929, ausgegeben am 21. Oktober 1929.

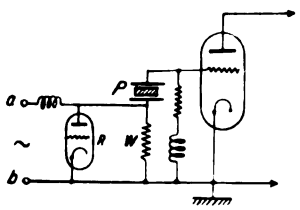


Bild 7.

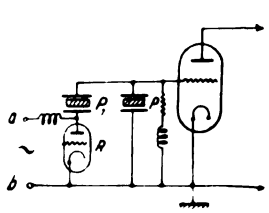


Bild 8.

Zur Beseitigung der Fadingerscheinungen benutzt man beim Senden das sogenannte „Wabbeln", d. h. man erzeugt periodische Frequenzänderungen. Erfindungsgemäß sollen diese geringen Frequenzänderungen mit Hilfe von Piezokristallen durchgeführt werden, die mit ein oder mehreren Röhren zusammengeschaltet sind und deren Widerstand im Takt der Wabbelfrequenz beeinflußt wird. Die Bild 7 bis 13 zeigen einige Ausführungsformen. Bei Bild 7 liegt der Piezokristall P in Reihe mit einem Widerstand W, zu dem die Hilfsröhre R parallel ge-

Digitized by Google

schaltet ist. Die Wabbelfrequenz wird über die Klemmen a, b der Anode und Kathode der Hilfsröhre zugeführt. Bei Bild 8 liegt ein Piezokristall *P* im Gitterkreis und ein zweiter Piezokristall P_1 in Serie mit der Hilfsröhre *R*. Bild 9 zeigt die gleiche Anordnung mit zwei Hilfsröhren *R*, die im Gegentakt arbeiten. Eine andere Schaltung mit zwei im

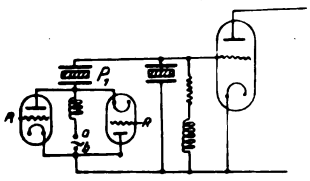


Bild 9.

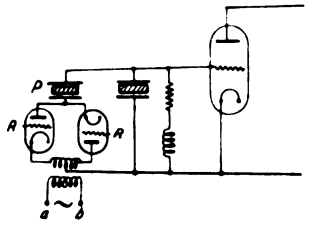


Bild 10.

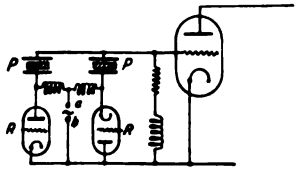


Bild 11.

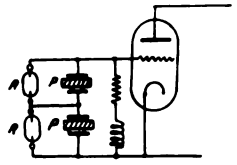


Bild 12.

Gegentakt arbeitenden Hilfsröhren *R* zeigt das Bild 10. Bei Bild 11 sind zwei Piezokristalle *P* mit je einer Röhre *R* in Reihe so eingeschaltet, daß sie im Gegentakt arbeiten. Bei Bild 12 liegen zwei

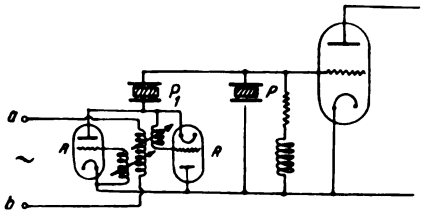


Bild 13.

Piezokristalle *P* hintereinander. Zu jedem Piezokristall ist eine Entladungsstrecke *R* parallel geschaltet. Bei Bild 13 werden die beiden Hilfsröhren gitterseitig von der Wabbelfrequenz gesteuert.

Behandlung von Substanzen mit ultrakurzen Wellen.

Franz. Pat. 665 416, 665 417 (Esau, Lorenz 8. Dezember 1927) veröffentlicht am 18. Oktober 1929.

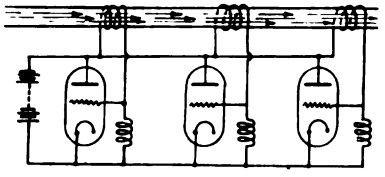


Bild 14.

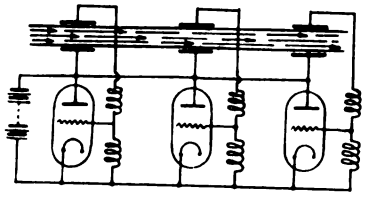


Bild 15.

Die Erfindung betrifft die Behandlung von Stoffen mit ultrakurzen Wellen (unter 10 m), um z. B. bei Metallen ihren Aggregatzustand zu ändern. Einige Vorrichtungen dieser Art zeigen die Bilder 14 bis 16. In Bild 14 sind mehrere Kurzwellensender vorhanden, deren Schwingkreisspulen auf den betreffenden Stoff einwirken. Bei Bild 15 befindet sich der zu beeinflussende Stoff im Felde der Kon-

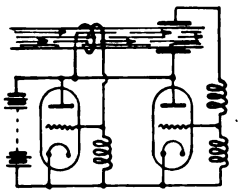


Bild 16.

densatoren der Kurzwellensender. In Bild 16 ist eine Anordnung dargestellt, in welcher das magnetische und das elektrische Feld ausgenutzt wird.

Erzeugung von Mehrphasen-Hochfrequenzströmen.

D.R.P. 484 463, Klasse 21 a⁴, Gruppe 59 (Wired Radio, Inc. amer. Prior. vom 9. Januar 1925), Pat. vom 14. August 1925, ausgegeben am 17. Oktober 1929.

Zur Erzeugung von Mehrphasen-Hochfrequenzströmen dient die in Bild 17 wiedergegebene Anordnung. Zwei Spulen 4 und 8 sind mit zwei Schwingungskreisen 3, 5, 6 und 7, 9 verbunden, die

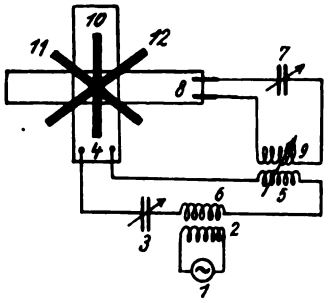


Bild 17.

miteinander gekoppelt und von denen der eine Schwingungskreis mit Hochfrequenz vom Sender 1 erregt wird. Bei loser Kopplung beider Schwingungskreise erhalten die Schwingungen in beiden Kreisen eine Phasenverschiebung von 90°, so daß durch die beiden Spulen 4 und 8 im gemeinsamen Innern dieser Spulen ein Drehfeld entsteht. Werden in dieses Spulenfeld drei Spulen 10, 11, 12 so angeordnet, daß sie einen Winkel von je 60° miteinander bilden, so entstehen in den Spulen Schwingungsströme eines Dreiphasennetzes mit einer Phasenverschiebung von je 120°. Die Ströme dieser Spulen können zur Steuerung der Gitterkreise der gleichen Anzahl Röhren benutzt werden, deren Ausgangskreise auf ein Mehrphasennetz arbeiten.

Phasenzahlwandler.

D.R.P. 484 845, Klasse 21 a⁴, Gruppe 59 (Wired Radio, Inc. Amer. Prior. vom 27. Oktober 1925), Pat. vom 11. Juni 1926, ausgegeben am 23. Oktober 1929.

Zur Erzeugung eines Mehrphasen-Hochfrequenzstromes wird die in Bild 18 dargestellte Anordnung vorgeschlagen. Zwei Schwingungskreise II und III, von denen der eine Schwingungskreis II mit einem Hochfrequenz-Senderkreis I gekoppelt ist, sind mit-

Digitized by Google

einander lose gekoppelt, so daß die Schwingungen in den Kreisen II und III eine gegenseitige Phasenverschiebung von 90° besitzen. Die beiden Kreise sind mit zwei bogenförmigen Elektrodenpaaren 1, 2, 3, 4 verbunden, denen eine gemeinsame Mittelelektrode 5 im Innern zugeordnet ist, so daß zwischen den Elektroden 1, 2, 3, 4 und 5 ein elektrostatisches

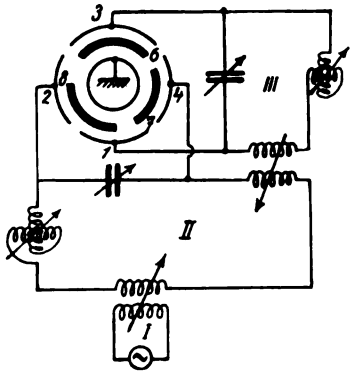


Bild 18.

Drehfeld entsteht. Zwischen diesen Elektroden sind drei weitere bogenförmige Elektroden gleichmäßig verteilt angeordnet, in denen ein elektrostatisches Drehfeld erzeugt wird, das zur Steuerung der gleichen Anzahl Röhren verwendet werden kann, deren Ausgangskreise auf ein Mehrphasennetz arbeiten.

Modulationsschaltung für Mehrphasenhochfrequenz.

D.R.P. 484 341. Klasse 21 a⁴, Gruppe 14 (Wired Radio, Amer. Prior. vom 19. Mai 1925), Pat. vom 3. November 1925, ausgegeben am 26. Oktober 1929.

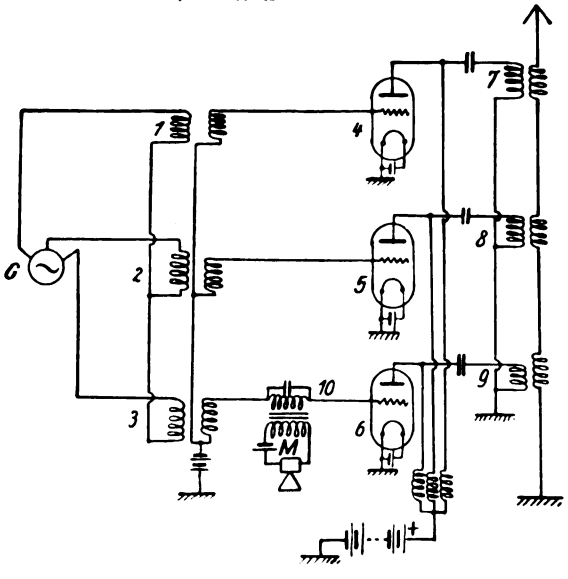


Bild 19.

Eine Modulationsschaltung für Mehrphasenhochfrequenz, bei der die Trägerfrequenz ganz oder teilweise unterdrückt wird, ist in Bild 19 wiedergegeben. Läßt man Mehrphasenhochfrequenz auf ein gemeinsames Netz arbeiten, so gleichen sich die einzelnen Phasen für gewöhnlich aus. Bei der in Bild 19 dargestellten Anordnung werden die drei Röhren 4, 5, 6, die mit den Ausgangskreisen 7, 8, 9 auf eine Antenne *A* arbeiten, von einem Mehrphasen-Hochfrequenzgenerator *G* gespeist. In einem Steuerkreis ist eine Modulationsvorrichtung 10, *M* eingeschaltet. Eine rechnerische Behandlung zeigt, daß bei der Ueberlagerung der drei Phasen die Trägerkomponente unterdrückt wird und nur die beiden Seitenbänder der modulierten Welle zur Ausstrahlung gelangen.

Modulationsschaltung.

D.R.P. 485 381. Klasse 21 a⁴, Gruppe 15 (Telefunken), Pat. vom 1. Januar 1928, ausgegeben am 30. Oktober 1929.

Bei der in Bild 20 wiedergegebenen Modulationsschaltung mit einer Gleichstrom-Modulationsröhre *M*

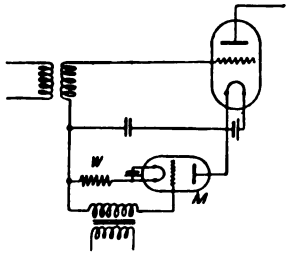


Bild 20.

wird die für das Gitter der Modulationsröhre notwendige Gittervorspannung durch Einschaltung eines Widerstandes *W* erzielt, der so angeordnet ist, daß er vom Gittergleichstrom durchflossen wird.

Modulationsschaltung.

Brit. Pat. 318 512 (Lorenz, Pohontsch, 4. September 1928), veröffentlicht am 30. Oktober 1929.

Bei der in Bild 21 wiedergegebenen Schaltung zur Modulation hochfrequenter Schwingungen ist mit dem Generatorkreis *G* der Nutzkreis *N* und der Ballastkreis *B* gekoppelt, der in den Tastpausen die Energie aufnehmen soll, um eine konstante Belastung

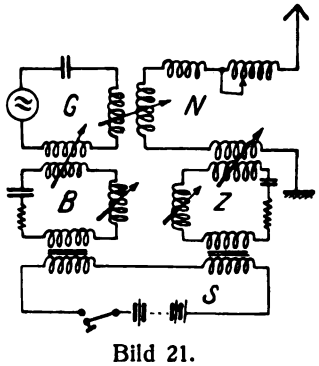


Bild 21.

des Generators zu gewährleisten. Erfindungsgemäß werden beide Kreise, Nutzkreis *N* und Ballastkreis *B* vom Tast- oder Modulationskreis *S* gegenphasig gesteuert. Zwischen Nutzkreis *N* und Steuerkreis *S* liegt ein Zwischenkreis *Z*.

Richtantennen-System.

Brit. Pat. 318 619 (Marconi, 7. September 1928) veröffentlicht am 30. Oktober 1929.

Zur Erzielung einer scharfen Richtstrahlung werden zwei Antennen *a, b* (Bild 22), die einen be-

Digitized by Google

stimmten Abstand D aufweisen, gegenphasig erregt. Die vierseitige Ausstrahlung kann in eine zweiseitige überführt werden durch die aus Bild 23 ersichtliche Anordnung der Antennen, die um den Strahlwinkel α gegeneinander verschoben sind. Eine einseitige

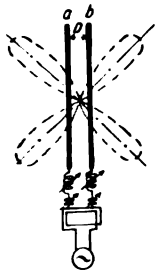


Bild 22.

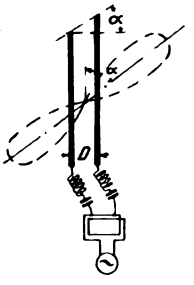


Bild 23.

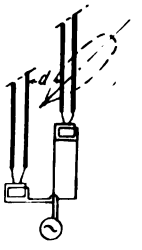


Bild 24.

Richtstrahlung wird durch Verwendung von zwei Antennenpaaren (Bild 24) erzielt.

Raumstrahlantenne.

Franz. Pat. 667 774 (Marconi 26. Januar 1928), veröffentlicht am 21. Oktober 1929.

Es sind Antennen bekannt, bei denen für einzelne Teile die Ausstrahlung unterdrückt wird (vgl. Franz. Pat. 606 987). Eine solche Antenne zeigt z. B. Bild 25. Wenn die Ausstrahlung für eine halbe

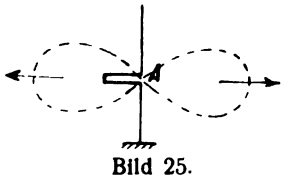


Bild 25.

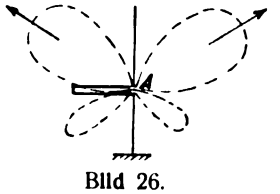


Bild 26.

Wellenlänge am Punkt A unterdrückt wird, so ergibt sich die in dem Bild 25 angedeutete Strahlcharakteristik mit bevorzugter horizontaler Richtstrahlung. Eine Raumstrahlung wird erfindungsgemäß dadurch erzielt, daß am Punkte A die Ausstrahlung für mehr als eine halbe Wellenlänge unterdrückt wird. Es ergibt sich dann die in Bild 26 angedeutete Strahlcharakteristik mit einer bevorzugten Strahlung in einer zur Horizontalen geeigneten Richtung.

Antennenanordnung.

D.R.P. 485 508. Klasse 21 a^4, Gruppe 66 (Telefunken), Pat. vom 4. März 1928, ausgegeben am 1. November 1929.

Es sind Antennen bekannt, bei der die Ausstrahlung einzelner Abschnitte der Antenne unterdrückt

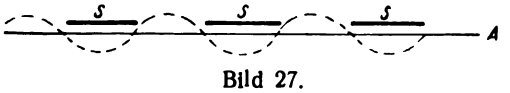


Bild 27.

werden. Erfindungsgemäß soll bei derartigen Antennen die Abschirmung der Schwingungen in unerwünschter Phase durch ein oder mehrere besondere Leiter erfolgen, die an bestimmten Stellen in der Nähe des Antennendrahtes angeordnet werden. Bei der in Bild 27 dargestellten Anordnung sind z. B. Leiter S in Abständen von einer halben Wellenlänge in der Nähe des Antennendrahtes A angeordnet. Bei der in Bild 28 dargestellten Anordnung dienen zum Abschirmen Metallröhren M oder reußenförmig zusammengefaßte Drähte.

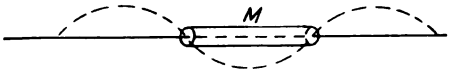


Bild 28.

Empfangsantenne für einseitigen Richtempfang.

Brit. Pat. 319 055 (Standard Tel. and Cables Ltd. 15. Juni 1928), veröffentlicht am 16. September 1929.

Zum Empfang mit einseitiger Richtwirkung soll ein Antennensystem verwendet werden, das aus zwei Einzelantenen a, b (Bild 29) besteht, die eine halbe Wellenlänge lang und eine Viertelwellenlänge von-

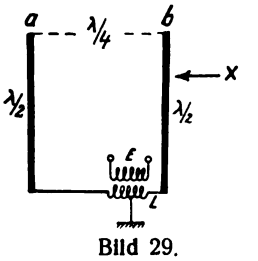


Bild 29.

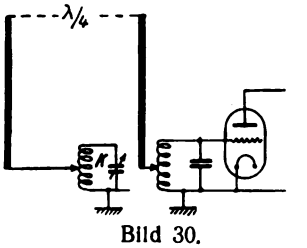


Bild 30.

einander entfernt sind. Beide Antennen sind durch eine Spule L an der Antennenseite verbunden, aus der die Wellen ankommen (Richtung x). Mit der Spule L, deren Mitte geerdet ist, ist der Empfänger E gekoppelt. Bei der in Bild 30 dargestellten Anordnung ist eine Antenne unmittelbar mit dem Empfänger verbunden, die andere Antenne mit einem Schwingungskreis K, der mit Empfänger gekoppelt ist.

Richtungsanzeiger.

Brit. Pat. 317 826 (Telefunken, 23. August 1928), veröffentlicht am 16. Oktober 1929.

Bei der in Bild 31 dargestellten Anordnung zum sichtbaren Anzeigen der Wellenrichtung wird der Empfangsstrom nach Verstärkung einer Leuchtröhre L zugeleitet, die mit großer Geschwindigkeit

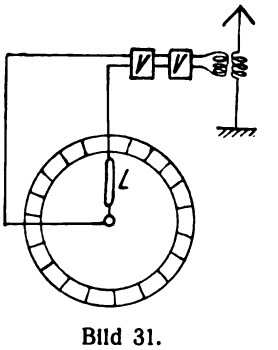


Bild 31.

auf einer Kompassscheibe rotiert und zwar synchron mit einem Sendestrahl, der am Sendeort mit wechselnder Richtung ausgesendet wird. Eine feste Richtung z. B. Nord kann durch Aussenden eines ungerichteten Signals beim Durchgang des Sendestrahls durch diese Richtung angegeben werden. Die Röhre L leuchtet an einer Stelle jedesmal auf und zeigt so die Richtungen.

Digitized by Google

Anzeige von Frequenzänderungen.

D.R.P. 484 344, Klasse 21 e, Gruppe 7 (Int. West. Cl. Co), Pat. vom 15. Februar 1925, ausgegeben am 24. Oktober 1929.

Bei der in Bild 32 wiedergegebenen Einrichtung zum Anzeigen von Frequenzänderungen wird die ankommende Energie nach Ueberlagerung vom Hilfssender U, Modulation in M und Verstärkung in V durch künstliche Leitungen F_1 und F_2 geschickt, von

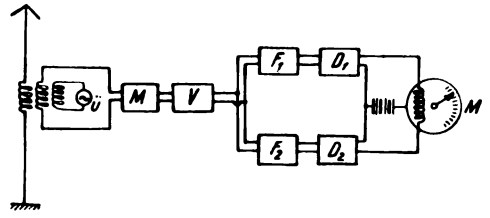


Bild 32.

denen die eine eine von der Frequenz unabhängige, die andere eine von der Frequenz abhängige Dämpfung besitzt. Nur bei einer Frequenz heben sich die gleichen Ausgangsspannungen auf. Bei einem Anwachsen oder Abfallen der Frequenz sind die durch die Detektoren D_1 und D_2 gleichgerichteten Strömen, die auf das Meßinstrument M differential einwirken, verschieden und werden angezeigt.

Beeinflussung der Lichtintensität.

D.R.P. 484 462, Klasse 21 a¹, Gruppe 32 (Siemens & Halske), Pat. vom 1. August 1926, ausgegeben am 16. Oktober 1929.

Zur Lichsteuerung können piezoelektrische Kristalle verwendet werden, die von den Bildströmen erregt werden. Erfindungsgemäß soll eine

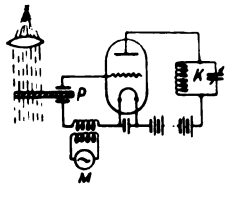


Bild 33.

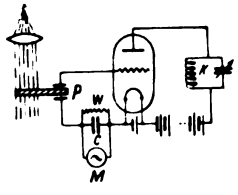


Bild 34.

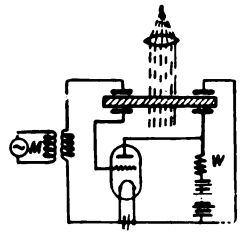


Bild 35.

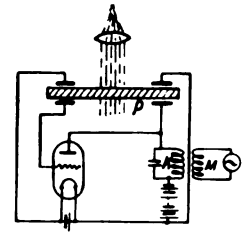


Bild 36.

völlige Konstanz der Schwingungen dadurch erzielt werden, daß der schwingende Körper seine Schwingungen selbst erzeugt bzw. konstant erhält. Dies wird durch eine geeignete Rückkopplungsschaltung bewirkt. Bei Bild 33 liegt der Piezokristall P im Weg der Lichtstrahlen und außerdem im Gitterkreis einer Röhre, die im Anodenkreis einen auf die Grundfrequenz abgestimmten Schwingungskreis K enthält, während der Gitterkreis von den Bildströmen gesteuert wird, die entweder über einen Transformator oder von der Steuerquelle M einem Kondensator C zugeführt werden, der im Gitterkreis mit einem Parallelwiderstand W eingeschaltet ist, wie dies Bild 34 zeigt. Zwei andere Anordnungen, bei denen der Piezokristall P die Rückkopplung zwischen Gitter- und Anodenkreis ausführt, zeigen die Bilder 35 und 36.

Beeinflussung der Helligkeit von Lichtstrahlen.

D.R.P. 485 317, Klasse 21 a¹, Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 2. März 1926, ausgegeben am 29. Oktober 1929.

Wenn Lichtstrahlen durch einen anisotropen kristallinischen Körper gehen, so erfahren sie Veränderungen in bezug auf ihren Polarisationszustand und die Richtung der Fortpflanzung, je nach der Richtung, in der sie den Körper durchdringen, und nach der Struktur des Körpers. Unter Anwendung von Polarisatoren und Analysatoren kann diese Erscheinung festgestellt werden. Versuche haben nun ergeben, daß eine besonders starke Beeinflussung der optischen Eigenschaften der Kristalle auftritt, wenn der Kristall in Schwingungen versetzt wird. Erfindungsgemäß soll diese Eigenschaft zur Steigerung

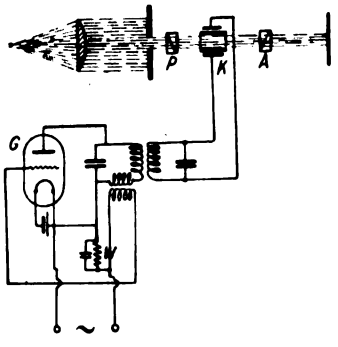


Bild 37.

der Helligkeit der Richtstrahlen ausgenutzt werden. Bei der in Bild 37 dargestellten Anordnung wird z. B. der Piezokristall K, der zwischen Polarisator P und Analysator A im Lichtstrahlenfeld angeordnet ist, von einem Röhrensender G in seiner Eigenfrequenz erregt. Durch Steuerung der Hochfrequenzschwingungen, die durch Einschaltung des veränderlichen Widerstandes W angedeutet ist, kann die Helligkeit der Lichtstrahlen gesteuert werden.

Bildabtastung.

D.R.P. 484 673, Klasse 21 a¹, Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 16. Oktober 1926, ausgegeben am 22. Oktober 1929.

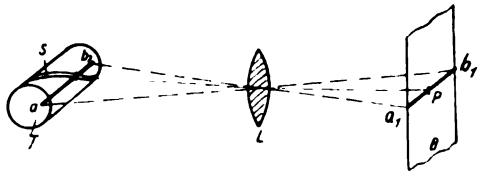


Bild 38.

Eine fadenförmige Lichtquelle a, b (Bild 38) befindet sich im Inneren einer undurchsichtigen

Digitized by Google

Trommel T, die einen schraubenlinienartigen Schlitz S besitzt. Bei Drehung der Trommel wandert ein Lichtpunkt ständig von a_1 nach b_1 auf der Bildebene B. Wird diese außerdem in der Längsrichtung (senkrecht zu a, b) verschoben, so erfolgt eine vollständige Abtastung der ganzen Bildebene.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
441 426	21g/13	21. 11. 29	Glühkathode
483 980	21g/10	12. 10. 29	Feuchtigkeitssicherer Kondensator
484 042	21g/10	16. 10. 29	Drehkondensator
484 132	21a⁴/24	23. 10. 29	Empfangsverfahren
484 339	21a³/2	15. 10. 29	Elektrodynamisches Telephon
484 340	21a⁴/8	14. 10. 29	Quarz-Oszillator
*484 341	21a⁴/14	26. 10. 29	Fernübertragung mit Mehrphasenstrom
*484 344	21e/7	24. 10. 29	Anzeigen v. Frequenzänderungen
*484 372	21a⁴/1	14. 10. 29	Beseitigung von Störwellen
*484 373	21a⁴/9	14. 10. 29	Kurzwellensender od. -Empfänger
484 374	21a⁴/35	15. 10. 29	Mehrfachröhre (Löwe)
484 375	21a⁴/77	15. 10. 29	Röhrenfassung
*484 462	21a¹/32	16. 10. 29	Helligkeitsbeeinflussung m. Piezokristallen
*484 463	21a⁴/59	17. 10. 29	Mehrphasentelegraphie
484 464	21a⁴/74	16. 10. 29	Transformator
484 476	21g/10	17. 10. 29	Kondensator
484 477	21g/11	17. 10. 29	Elektrolyt für Gleichrichter oder Kondensatoren
484 585	21g/13	17. 10. 29	Entladungsgefäß
484 676	21a⁴/35	17. 10. 29	Hilfsgerät für Netzanschlußgeräte
484 478	21g/11	22. 10. 29	Trockengleichrichter
484 579	21a¹/32	19. 10. 29	Bildtelegraphie
484 580	21a⁴/35	22. 10. 29	Heizung von Röhren
484 586	21g/13	19 10. 29	Röhrengitter
*484 673	21a¹/32	22. 10. 29	Bildabtastung
484 674	21a¹/32	19. 10. 29	Bildübertragung
*484 767	21a⁴/9	21. 10. 29	Modulationsanordnung
484 841	21a¹/32	19. 10. 29	Bildübertragung
484 842	21a²/1	22. 10. 29	Telephondose
*484 845	21a⁴/59	23. 10. 29	Phasenzahlwandler
484 861	21g/10	23. 10. 29	Blockkondensator
484 910	21a⁴/35	24. 10. 29	Netzanschlußgerät
485 076	21a²/38	26. 10. 29	Übertragung von Musik
485 122	21a²/36	24. 10. 29	Verstärkerschaltung
485 201	21a²/2	1. 11. 29	Lautsprecher
485 202	21a²/25	29. 10. 29	Lautsprecher
485 207	21a⁴/71	29. 10. 29	Wellenmesser
*485 318	21a¹/32	29. 10. 29	Bildtelegraphie
485 380	21a⁴/8	30. 10. 29	Piezokristall
*485 381	21a⁴/15	30. 10. 29	Gleichstrom-Modulation
485 382	21a⁴/46	1. 11. 29	Kurzwellenantenne
485 383	21a⁴/68	30. 10. 29	Spule
485 447	21c/64	1. 11. 29	Vibrationsregeleinrichtung für Hochfrequenzmaschinen
485 507	21a²/41	1. 11. 29	Verstärkungsregelung
*485 508	21a⁴/66	1. 11. 29	Antenneneinrichtung
485 509	21a⁴/74	1. 11. 29	Transponierungssatz
485 510	21a⁴/74	1. 11. 29	Neutrodyneschaltung
485 515	21c⁴/63	4. 11. 29	Phasenrelais
485 520	21g/24	1. 11. 29	Medizinisches Hochfrequenzgerät
485 604	21a³/3	2. 11. 29	Elektrostatischer Lautsprecher
485 605	21a⁴/35	4. 11. 29	Wechselstromspeisung von Röhren
485 660	21a⁴/24	6. 11. 29	Zwischenfrequenzverstärker
485 729	21g/12	4. 11. 29	Entladungsröhre
485 727	21g/12	6. 11. 29	Entladungsröhre
485 728	21g/12	6. 11. 29	Dampfentladungsröhre
485 779	21a⁴/38	5. 11. 29	Herstellung von Detektoren
485 840	21a⁴/58	5. 11. 29	Vielfachübertragungssystem
485 841	21a⁴/77	6. 11. 29	Neutrodyneempfänger
485 842	21a⁴/77	5. 11. 29	Röhrensockel
485 905	21g/10	6. 11. 29	Blockkondensator
485 954	21a⁴/3	7. 11. 29	Funkenstrecke
485 955	21a⁴/58	7. 11. 29	Vielfachträgerwellensystem
485 956	21a⁴/66	7. 11. 29	Antenneneinrichtung
*486 008	21a⁴/8	11. 11. 29	Piezokontrolle
486 007	21a²/36	9. 11. 29	Verstärkerschaltung
*486 009	21a⁴/9	8. 11. 29	Kurzwellensender
486 010	21a⁴/58	7. 11. 29	Tasteinrichtung
486 018	21g/10	8. 11. 29	Elektrolytischer Kondensator
486 019	21g/10	9. 11. 29	Prüfung von Kondensatoren

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Referate.

L. Tonks und J. Langmuir. Schwingungen in ionisierten Gasen. (Oscillations in ionized gases.) Phys. Rev. **33**, 195—210, 1929.

A. Theorie.

1. Im ersten Teil beschäftigen sich die Verfasser mit interessanten Möglichkeiten für die Entstehung von Schwingungen in ionisierten Gasen.

Die erste Möglichkeit ist die, die sie als „plasma-electron-oscillations" bezeichnen. Dabei sollen durch irgendeinen Anstoß die Elektronen in so rasche Schwingungen kommen, daß die im Gas vorhandenen Ionen mit ihrer großen Masse nicht imstande sind, zu folgen, demnach als ruhend angesehen werden können und sich überhaupt nicht bemerkbar machen. Denkt man sich nun das Gleichgewicht in der X-Richtung gestört, und zwar in der ganzen dazu senkrechten Y-Z-Ebene in genau derselben Weise, so ist das Problem ein eindimensionales und man erhält, wenn man die Verschiebung eines Elektrons mit ξ, die Dichte der Elektronen mit n bezeichnet,

$$\delta n = n \cdot \frac{\delta \xi}{\partial x}$$

Die Poissonsche Gleichung gibt für das elektrische Feld $\mathfrak{E}$, das durch diese Verschiebung entsteht, nachdem es vor der Verschiebung überall Null gewesen war,

$$\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial x} = 4\pi e \cdot \delta n^{1})$$

Durch Elimination von δn folgt

$$\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial x} = 4\pi n e \frac{\partial \xi}{\partial x} \text{ oder } \mathfrak{E} = 4\pi n e \xi$$

Andererseits ist $m_e \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -e\mathfrak{E}^{1})$, die Bewegungs-

[1]) e = Ladung, m_e = Masse eines Elektrons.

Digitized by Google

gleichung wird also

$$m_e \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -4\pi n e^2 \xi$$

d. h. man erhält Schwingungen mit der Frequenz

$$f_e = \left(\frac{n e^2}{\pi m_e}\right)^{1/2} = 8980\, n^{1/2}$$

Nimmt man $n = 10^{10}/\mathrm{cm}^3$, wie es bei den Versuchen der Verfasser etwa zutraf, so wird $f_e = 9 \cdot 10^8/\mathrm{sec}$.

Das Ergebnis sind also Elektronenschwingungen mit einer ganz bestimmten Frequenz, die nur bestimmt ist durch die Eigenschaften (e, m_e) des Elektrons und die Elektronenkonzentration, nicht etwa durch die Dimensionen der Röhre, in der sich das ionisierte Gas befindet.

Bezüglich der Elektronenkonzentration ist dabei noch eines zu bemerken. Wie aus der Ableitung oben hervorgeht, werden Elektronen, die sich so rasch durch den Schwingungsraum hindurch bewegen, daß sie denselben in viel kürzerer Zeit als etwa einer Periode durchlaufen, zu dem n, d. h. der wirksamen Elektronendichte, nichts beitragen. Nur „langsame" Elektronen, d. h. solche, die sich während einer oder mehrerer Perioden in dem Schwingungsgebiet aufhalten, kommen für die Frequenz der Schwingungen in Betracht. Demnach hängt unter sonst gleichen Umständen die wirksame Elektronendichte n von der Frequenz der Schwingungen ab, die umgekehrt wieder durch die wirksame Elektronendichte bestimmt ist. Ganz so einfach, wie es nach der Gleichung oben aussieht, sind die Verhältnisse also nicht.

Die entstehenden Schwingungen breiten sich von der Störungsstelle nicht etwa in Form von Wellen aus, jedenfalls nicht direkt; man erhält ja nicht etwa die Gleichung einer fortschreitenden Welle.

Die Verfasser versuchen den Vorgang in folgender Weise durch ein mechanisches Beispiel klar zu machen. Man denke sich an der Decke eines Zimmers in gleichen Abständen an gleich langen Fäden gleich große Kugeln aufgehängt. Nun ziehe man unter den Kugeln an einer Stelle eine Latte durch, die die Kugeln eben berührt. Die Kugelpendel werden dann in Schwingungen von der ihnen eigenen Frequenz kommen. Aber wenn ihre Amplitude nicht so groß ist, daß sie aneinander stoßen, so werden diese Schwingungen, wenn sie an irgendeiner Stelle erregt sind, sich nicht den anderen Kugeln mitteilen, sich also nicht ausbreiten.

2. Die zweite Art von möglichen Schwingungen nennen die Verfasser „plasma-ion-oscillations". Diese Schwingungen sollen wegen der verhältnismäßig großen Masse der Ionen so langsam erfolgen, daß für die rasch beweglichen Elektronen jede Phase dieser Schwingungen im wesentlichen einen Gleichgewichtszustand darstellt. Die Gleichungen lauten dann für die Ionen[2])

$$\delta n_p = -n \frac{\partial \xi}{\partial x},$$

für die Elektronen nach der Boltzmannschen Beziehung

$$\delta n_e = n_e (e^{eV/kT_e} - 1)$$

wenn V (ähnlich wie oben $\mathfrak{E}$) das Potential in dem entstehenden elektrischen Feld, k die Boltzmannsche Konstante und T_e die der mittleren kinetischen Energie der Elektronen entsprechende Temperatur bedeutet. Die Poissonsche Gleichung gibt

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -4\pi e(\delta n_p - \delta n_e),$$

die Bewegungsgleichung wird

$$e \frac{\partial V}{\partial x} = -m_p \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

Für den Fall, daß $eV/kT_e \ll 1$, folgt daraus

$$\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = 4\pi e n \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + eV/kT_e\right).$$

Soll eine ebene Welle von der Form $\xi = e^{2\pi i(ft - x/\lambda)}$ entstehen, so muß die Frequenz der Bedingung

$$f = \left(\frac{n e^2}{\pi m_p + n e^2 m_p \lambda^2/kT_e}\right)^{1/2}$$

genügen.

Nun sind zwei Fälle möglich: a) Rasche Schwingungen, d. h. $n e^2 \lambda^2/\pi k T_e \ll 1$.
Dann erhält man im Grenzfall, ganz ähnlich wie bei den Elektronenschwingungen eine ganz bestimmte Frequenz $f = \left(\frac{n e^2}{\pi m_p}\right)^{1/2}$, die nur durch die Ladung e und Masse m_p der Ionen und durch ihre Konzentration bestimmt ist. Es gilt hier genau das oben ausgeführte. Nimmt man wie bei den Versuchen der Verfasser H_g-Ionen, so ist diese Grenzfrequenz etwa 600 mal kleiner als bei den Elektronenschwingungen, d. h. $\approx 1{,}5 \cdot 10^6/\mathrm{sec}$.

b) Langsame Schwingungen. Man erhält dann einen Zustand, der etwa den Schallwellen in Gasen entspricht, d. h. eine fortschreitende und — unter den gemachten Voraussetzungen — ebene Wellenbewegung der Ionen, für deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit u im Grenzfall $n e^2 \lambda^2/\pi k T_e \gg 1$ gilt $u = (k T_e/m_p)^{1/2}$.
Mit $T_e = 10^4$, wie die Verfasser es bei allen Versuchen annehmen, und H_g-Ionen wird $u = 6{,}5 \cdot 10^4$ cm/sec.

B. Versuche.

Bei den Versuchen wurden zwei Röhren verwendet, die in einem Ansatz Quecksilber enthielten. Durch Aenderung der Temperatur dieses Ansatzes konnte man den Druck der H_g-Atmosphäre in der Röhre verändern. Zwei Glühelektroden, die in die Röhre eingeführt sind, gestatteten die Dichte der Elektronen, und verschiedene Spannungen, die zwischen die Glühelektroden und eine kalte Elektrode gelegt wurden, die Geschwindigkeit der Elektronen zu regeln. Mit Hilfe eines einfachen Empfangssystems konnten Schwingungen, die in der Röhre entstanden, nachgewiesen und ihre Frequenz bestimmt werden.

Tatsächlich fanden die Verfasser Schwingungen mit Frequenzen zwischen 10^9 und 10^6/sec und untersuchten dieselben in den Gebieten 10^6—10^8, 10^8—$3 \cdot 10^8$ und $3 \cdot 10^8$—10^9/sec. Sie fanden im großen und ganzen, daß sich die Erscheinungen sehr wohl auf Grund ihrer Auffassung erklären lassen. Die Versuche waren aber bisher nicht einfach und eindeutig genug, um eine wirkliche Prüfung der Theorie darzustellen.

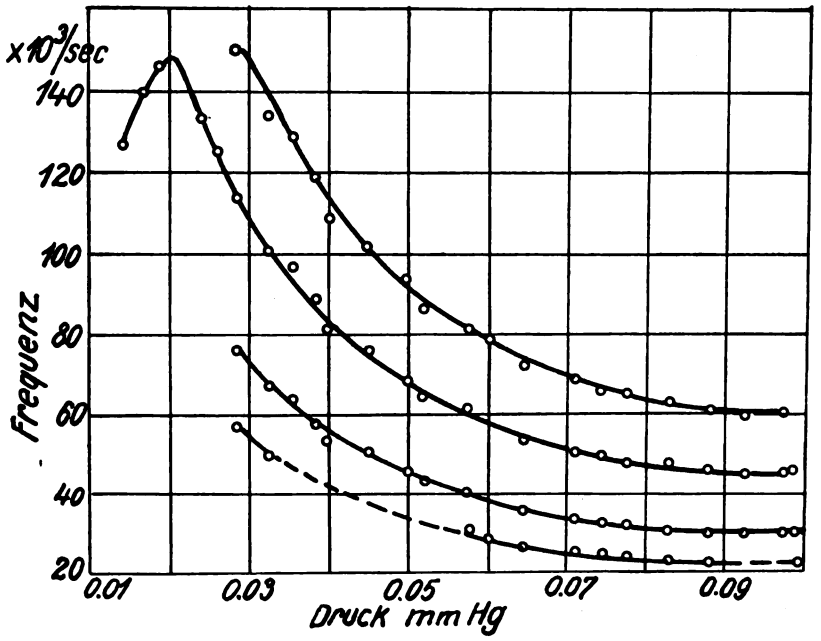
J. Zenneck.

[2]) Der Index p bezieht sich auf die Ionen, der Index e auf die Elektronen.

Digitized by Google

L. A. Pardue und J. S. Webb. Ionenschwingungen in der Glimmentladung. (Ionic oscillations in the glow discharge.) Proc. Royal Soc. **32**, 946—949, 1928.

Die Versuche beziehen sich auf Entladungsröhren mit geheizter Kathode und kalter Anode (Dimensionen der Röhre: Durchmesser 3 cm, Länge 26 cm). Die Röhren, die mit Luft von regelbarem Druck gefüllt waren, wurden mit hochgespanntem Gleichstrom betrieben. Geht man von dem Druck aus, bei dem scharf definierte Schichten in der Entladung vorhanden sind, und steigert man nun den Druck, so fangen die



Schichten an, ineinander überzugehen und schließlich ganz zu verschwinden, so daß dann eine gleichmäßige Entladung die Röhre erfüllt. In diesem Gebiet zwischen der ausgesprochenen Schichtenentladung und der schichtenlosen entstehen in der Röhre Schwingungen, deren Frequenzen nur durch die Vorgänge in der Röhre, nicht durch die Dimensionen der angeschlossenen Kreise bestimmt sind.

Der Hauptzweck der Arbeit ist, zu untersuchen, wie die Frequenz dieser Schwingungen vom Luftdruck, Heizstrom, Strom und Spannung abhängt. Das Ergebnis für die Abhängigkeit der Frequenz vom Druck ist in dem nebenstehenden Bild angegeben für den Fall, daß die Spannung konstant = 640 Volt und der Heizstrom der Kathode = 6,3 Amp. war. Man erhält nach dem Bild bei jedem Druck im allgemeinen 4 Frequenzen. Sie verhalten sich unter den Verhältnissen, die in dem Bild wiedergegeben sind, fast genau wie 3 : 4 : 6 : 8. Es ist also möglich, daß sie die Harmonischen einer nicht beobachteten Grundschwingung sind. J. Zenneck.

J. C. Schelleng. Bemerkungen zu der Bestimmung der Ionisation in der oberen Atmosphäre. (Note on the determination of the ionization in the upper atmosphere.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 1471—1476, 1928.

1. Die Bemerkungen beziehen sich zuerst auf die prinzipielle Frage, was man bei den verschiedenen Methoden mißt, die bisher angewandt wurden, um die Höhe der Heaviside-Schicht und daraus die Ionisierung in der oberen Atmosphäre zu bestimmen.

Klar liegen die Verhältnisse bei der Methode von Breit. Bei ihr bestimmt man die Zeit, die eine kurze Wellengruppe länger braucht, um nach „Reflexion" an der Heaviside-Schicht zu einem Empfänger am Erdboden zu gelangen, als auf dem direkten Weg längs der Erdoberfläche. Man mißt also die Differenz von zwei „Gruppenzeiten", von denen diejenige der Bodenwelle wegen der geringen Entfernung zwischen Sender und Empfänger sehr klein ist.

Bei einer anderen Klasse von Messungen wird die Frequenz der ausgesandten Wellen in kleinen Grenzen allmählich variiert und die Zahl der Maxima (Interferenzstreifen) bestimmt. (Bown, Martin und Potter; Appleton und Barnett; Heising.) Hier wird meist angenommen, daß man auf diese Weise die Zahl der Wellenlängen erhalten könne, die auf die beiden Wege fallen. Die Ueberlegung ist dabei meistens die folgende: Man mißt dN/df, wenn f die Frequenz der Welle, $N = N_2 - N_1 =$ die Differenz zwischen der Zahl der Wellenlängen der Luft- bzw. der Bodenwelle ist. Im Fall, wenn es sich einfach um die Reflexion an einer reflektierenden Schicht handelt, würde dann sein $N = \frac{D}{\lambda} = \frac{f \cdot D}{c}$, wenn $D = D_2 - D_1$ die Differenz zwischen den Längen der beiden Wege und c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in nichtionisierter Luft ist. Man würde dann $D = c \cdot \frac{\delta N}{\delta f}$ und daraus die Höhe der reflektierenden Schicht erhalten.

Tatsächlich ist immer $N = N_2 - N_1 = f \cdot (T_{p2} - T_{p1})$. Wäre die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c von der

[1]) T_{p1} (bzw. T_{p2}) ist die Phasenzeit d. h. die Zeit, die eine Phase der Welle braucht, um den Weg 1 bzw. 2 zu durchlaufen.

Digitized by Google

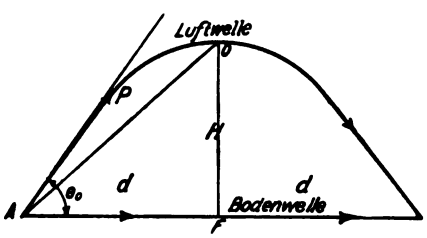
Frequenz unabhängig, so würde $T_{p2} = c \cdot D_2$ und $T_{p1} = c \cdot D_1$ sein und es würde tatsächlich $D = c \cdot \frac{dN}{df}$ werden. Nun hängt aber in Wirklichkeit die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in einem ionisierten Medium von der Frequenz ab. Es ist demnach

$$\frac{\partial N}{\partial f} = \frac{\partial (f T_{p2})}{\partial f} - \frac{\partial (f T_{p1})}{\partial f}$$

$\frac{\partial (f T_p)}{\partial f}$ ist aber nichts anderes, als die Gruppenzeit T_g. Man kann also schreiben

$$\frac{\partial N}{\partial f} = T_{g2} - T_{g1}$$

und mißt demnach auch bei dieser Methode nichts anderes, als die Differenz von zwei Gruppenzeiten, genau wie bei der Echo-Methode. Auch auf diese Weise läßt sich also die Zahl N der Wellenlängen und ebenso D nicht bestimmen, und folglich auch die Höhe der Heaviside-Schicht nicht ableiten.



2. Im zweiten Teil der Arbeit gibt der Verfasser eine Methode an, die wenigstens grundsätzlich einen richtigen Wert von $N_2 - N_1$ liefert. Aus der Gleichung oben

$$T_{g2} - T_{g1} = \frac{\partial}{\partial f}(N) = \frac{\partial}{\partial f}(N_2 - N_1)$$

folgt

$$N_2 - N_1 = \int_o^{f_o} (T_{g2} - T_{g1})\, df,$$

worin f_o bei der Echo-Methode die Frequenz, bei der Methode mit kleinen Frequenzänderungen die mittlere Frequenz bezeichnet. Nun gilt mindestens für Abgangswinkel, die kleiner sind als 60°, mit großer Annäherung (vgl. obenstehendes Bild)

$$AO - AF = \frac{\lambda_o}{2}(N_2 - N_1) = \frac{c}{2 f_o} \int_o^{f_o} (T_{g2} - T_{g1})\, df,$$

wenn λ_o die Wellenlänge der Frequenz f_o und c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in nichtionisierter Luft (Vacuum) bedeutet. Um also $AO - AF$ und daraus $H = FO$ richtig zu bestimmen, hätte man durch irgendeine der oben genannten Methoden die Differenz der Gruppenzeiten $T_{g2} - T_{g1}$ für die verschiedenen Frequenzen bis herauf zu derjenigen, für die man $AO - AF$ messen will, zu ermitteln. Man erhält dadurch $T_{g2} - T_{g1}$ als Funktion von f und kann das oben angegebene Integral und daraus die Höhe H berechnen.

Solche Messungen liegen bisher nicht in genügender Zahl vor. Es sind aber Messungen bei den Frequenzen 20, 610, 750, 5000 je $\cdot 10^3$/sec vorhanden. Trägt man H, das sich aus diesen Messungen nach der gewöhnlichen Methode ergibt, als Funktion der Frequenz auf, so ergibt sich ziemlich genau eine Gerade von der Gleichung $H = 80 - 0{,}0440 \cdot f$ km. Die Differenz in den Gruppenzeiten ist nach diesen Messungen (vgl. Bild)

$$\frac{2}{c}\left(\sqrt{H^2 + d^2} - d\right).$$

Man erhält also

$$AO - AF = \frac{1}{f_o} \int_o^{f_o} \left(\sqrt{H^2 + d^2} - d\right) df.$$

Das ergibt für die höchste Frequenz $5 \cdot 10^6$/sec eine Höhe von 192 km, statt von 300 km, die nach der gewöhnlichen Methode daraus berechnet waren.

Die angegebene Zahl soll nur eine Illustration der Methode sein. Auf die Zahl selbst ist kein großer Wert zu legen, da die zugrunde liegende Beobachtungen zu dürftig sind. Immerhin zeigt das Beispiel, daß es sich nicht nur um kleine Korrektionen an den bisherigen Werten handelt. Wünschenswert würden systematische Beobachtungen bei den verschiedenen Frequenzen sein. Der Verfasser stellt solche in Aussicht. J. Zenneck.

E. V. Appleton. Die äquivalente Höhe der ionisierten Atmosphärenschichten in England und Amerika. (The equivalent heights of the atmospheric ionised regions in England and America.) Nature **123**, 445, 1929.

Aus Nachtmessungen mit Wellenlängen von mäßiger Größe hatte der Verfasser früher die Anschauung abgeleitet, daß in der Atmosphäre jedenfalls gelegentlich zwei ionisierte Schichten vorhanden sind. Bei neueren Versuchen mit Wellenlängen etwas unter 100 m ergab sich, daß häufig auch am Tage die Wellen die untere ionisierte Schicht zu durchdringen vermögen und dann an der oberen reflektiert werden. Eine Beobachtungsreihe am 13. Januar 1929 zwischen 10 und 14 Uhr nach englischer Zeit mit einer Wellenlänge von 90,8 m (Sender des National Physical Laboratory in Teddington, Empfänger in King's College in London), wobei alle 10 Minuten eine Messung gemacht wurde, lieferte folgende Höhen der reflektierenden Schicht in km:

229, 229, 236, 244, 217, 229, 229, 230, 204, 196, 229, 100, 99, 93, 98, 99, 96, 98, 232, 99 (und 220), 99, 229, 229, 99.

Es scheint demnach, daß es sich im wesentlichen um zwei Schichten mit den mittleren Höhen 226 und 98 km handelt.

Nun haben Breit, Tuve und Dahl (Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 1236, 1928) in Washington D. C. mit einer Wellenlänge von 75 m Höhen von 105, 225 und 450 km gemessen, d. h. also Höhen, die ungefähr im Verhältnis 1 : 2 : 4 stehen. Man dachte dabei an mehrfache Reflexionen an derselben Schicht. Im Hin-

Digitized by Google

blick auf die Versuche des Verfassers liegt aber jetzt eine andere Auffassung näher, nämlich die Höhe 105 mit der Höhe 98 und die Höhe 225 mit der Höhe 226 km in England zu identifizieren und den Wegunterschied 450 km als zweimalige Reflexion an der oberen Schicht von 225 km Höhe anzusehen. Danach würde also der Wegunterschied 225 nicht durch zweimalige Reflexion und derjenigen von 450 km nicht durch viermalige Reflexion an der Schicht von 105 km zu erklären sein. Für diese Auffassung spricht einmal, daß eine dreimalige Reflexion nie beobachtet wurde und daß die nach der bisherigen Auffassung zweimal reflektierte Welle nach den Beobachtungen oft intensiver war als die einmal reflektierte.

J. Zenneck.

H. B. Maris und **E. O. Hulburt.** Eine Theorie des Nordlichts und der magnetischen Stürme. (A theory of auroras and magnetic storms.) Phys. Rev. **33**, 412—431, 1929.

Ueber die ziemlich ausführliche Arbeit soll nur insoweit berichtet werden, als für das Verständnis der Grundvorstellungen der Verfasser nötig ist und soweit diese für Fragen in der drahtlosen Telegraphie von Bedeutung sind.

1. Die Vorstellung, die sich die Verfasser über den Zustand der Atmosphäre an einem Tag ohne Sonnentätigkeit gebildet haben, ist ungefähr die folgende:

In dem oberen Teil der Atmosphäre verursacht das Sonnenlicht außer einer Erwärmung auch noch — und zwar besonders bei Wellenlängen unterhalb 1200 AE — Anregung, Dissociation und Ionisierung der Atome bzw. Moleküle. Neutrale Atome oder Moleküle, die mit den angeregten oder ionisierten zusammenstoßen, sollen bei diesem Zusammenstoß einen Teil der Energie bekommen, die die angeregten und ionisierten Atome und Moleküle von den Sonnenstrahlen durch die Anregung bzw. Ionisation erhalten haben. Diese Energie soll ausreichend sein, um unter Umständen den neutralen Atomen oder Molekülen nach dem Zusammenstoß Geschwindigkeiten von der Größenordnung 10 km/sec zu erteilen. Als Beispiel dafür führen die Verfasser an, daß beim Zusammenstoß eines neutralen Helium-Atoms mit einem zu 4 Volt angeregten beide eine Geschwindigkeit von 10 km/sec bekommen oder daß ein Helium-Atom, das an ein N_2- oder O_2-Molekül mit einer Anregung von 2 Volt stößt, ebenfalls eine Geschwindigkeit von 10 km/sec erhalten kann. Dieselbe Geschwindigkeit wird einem O-Atom erteilt, das mit einem zu 13,5 Volt angeregten O_2-Molekül zusammengestoßen ist. Dasselbe gilt auch beim Zusammenstoß eines neutralen N-Atoms mit einem zu 15 Volt angeregten.

Neutrale Atome oder Moleküle, die diese hohen Geschwindigkeiten erhalten haben, haben nun genügend kinetische Energie, um zu Höhen von ca. 50 000 km oberhalb der Erdoberfläche zu gelangen.

Auf dem Wege zu diesen Höhen werden sie von dem ultra-violetten Licht der Sonne ionisiert. Sobald sie das sind, wirkt auf ihre Bewegung das magnetische Feld der Erde ein. Sie folgen den Kraftlinien des magnetischen Erdfelds und kommen damit in die Polarregion, wo sie das Nordlicht hervorrufen.

Ein Ueberschlag über die in Betracht kommenden Zeiten ergibt, daß ein Atom, das mit der Geschwindigkeit 10,2 km/sec von der Erde sich wegbewegt, drei Stunden braucht, um eine Höhe von 40 000 km zu erreichen, und 9—14 Stunden, um als Ion in die Polargegenden zu gelangen. Danach ist also zu erwarten, daß die Zeit, in der hauptsächlich Nordlichter auftreten, neun oder mehr Stunden nach dem Mittag des betreffenden Meridians liegen sollte. Das ist in guter Uebereinstimmung mit der Erfahrung. Auch die Kennelly-Heaviside-Schicht führen die Verfasser auf die ionisierende Wirkung des ultravioletten Lichts der Sonne zurück. Sie weisen darauf hin, daß ihre Theorie die Tatsache erklärt, daß die kurzen Wellen z. B. von 16 m Wellenlänge, sich über die Polarregionen hinweg gut ausbreiten, daß also dort gut ionisierte Schichten der Atmosphäre vorhanden sein müssen. Bisher stieß man sich daran, da die Sonnenstrahlen in den Polargegenden kaum stark genug sind, um dort kräftig zu ionisieren. Diese Schwierigkeit fällt bei der Theorie der Verfasser weg, da nach ihr die in den Polargegenden vorhandenen Ionen nicht dort entstehen, sondern nur dorthin zuwandern.

2. Die Sonnentätigkeit denken sich die Verfasser so, daß für kürzere Zeiten an gewissen Stellen der Sonnenoberfläche die viel heißeren, normalerweise tieferen Teile der Sonnenoberfläche frei werden, so daß also an diesen Stellen eine viel höhere Temperatur als die normale Sonnentemperatur von ca. 6000° herrscht. Die Folge würde u. a. die sein, daß diese Stellen ein außerordentlich starkes ultra-violettes Licht kurzer Wellenlänge aussenden. Infolge davon wird die Ionisation der Atmosphäre tiefer heruntergehen als ohne Sonnentätigkeit. Danach ist zu erwarten, daß die kurzen Wellenlängen der drahtlosen Telegraphie eine stärkere Absorption erfahren. Tatsächlich haben die Beobachtungen gezeigt, daß unter solchen Umständen der Verkehr mit kurzen Wellen (unter 50 m) unterbrochen wird, und zwar nur auf der der Sonne zugewendeten Seite der Erde, wie es nach dieser Theorie, nicht aber nach der üblichen Corpuscular-Theorie sein sollte.

Während der Sonnentätigkeit wird die Zahl der angeregten und ionisierten Atome außerordentlich viel größer als unter normalen Verhältnissen. Aber die Atome und Moleküle, die infolge davon (siehe oben) mit großer Geschwindigkeit in die Höhe geschleudert werden, werden sehr rasch ionisiert und kommen dadurch sehr bald unter den Einfluß des magnetischen Erdfeldes. Sie gelangen infolge davon nicht zu großer Höhe und auch nicht notwendigerweise in die Polargegenden. Die Intensität des Nordlichts braucht also nicht zuzunehmen, wohl aber wird sich das Nordlicht in südlichere Gegenden ausbreiten, wie man es tatsächlich zu Zeiten starker Sonnentätigkeit, und zwar bis herunter zu Breiten von 40° beobachtet. Erst wenn die Sonnentätigkeit zu Ende ist, kann die Zahl der Atome, die während der Sonnentätigkeit große Geschwindigkeiten bekommen haben, wirklich große Höhen erreichen und nun in großer Zahl in die Polarregionen gelangen und dort ein besonders starkes Nordlicht hervorrufen.

J. Zenneck.

Digitized by Google

G. W. Sutton. Eine Methode zur Bestimmung des äquivalenten Widerstandes von Luftkondensatoren bei Hochfrequenz (A method for the determination of the equivalent resistance of air-condensers at high-frequencies). Proc. Phys. Soc. London, **41**, S. 126—134, 1929.

Die Verluste in Luftkondensatoren können 2 Ursachen haben; sie entstehen einmal durch Ableitung durch das feste Dielektrikum der Konstruktionsteile und dann durch Widerstände in den Zuleitungen und Platten. Die Isolationsverluste werden in einem Schwingungskreise bestimmt, wobei dem zu prüfenden Kondensator ein anderer guter zeitweise parallel geschaltet wird. Die Widerstandsverluste werden bei eingefülltem Elektrolyten gemessen, wobei man von der Gleichheit der Verteilung von Stromlinien im Elektrolyten und von Kraftlinien im Dielektrikum ausgeht. Der Elektrolyt hat einen spez. Widerstand, der hoch genug ist, um Fehler durch Wirbelströme zu vermeiden, ergibt im Kondensator aber einen so niedrigen effektiven Widerstand, daß der Widerstand der Zuleitungen und Platten mit genügender Sicherheit gemessen werden kann. Die Messungen werden zur Kontrolle bei verschiedenen Normallösungen und Kondensatoreinstellungen vorgenommen.

E. Lübcke.

H. M. Turner. Eine Methode zur Messung der Induktivität von Drosselspulen. (The constant impedance method for measuring inductance of choke coils.) Proc. Inst., Radio Eng. **16**, 1559—1569, 1928.

1. Die erste Methode beruht auf der folgenden Tatsache. Verzweigt man den Strom einer Wechselstrommaschine (Bild 1 rechts oben) zwischen einer

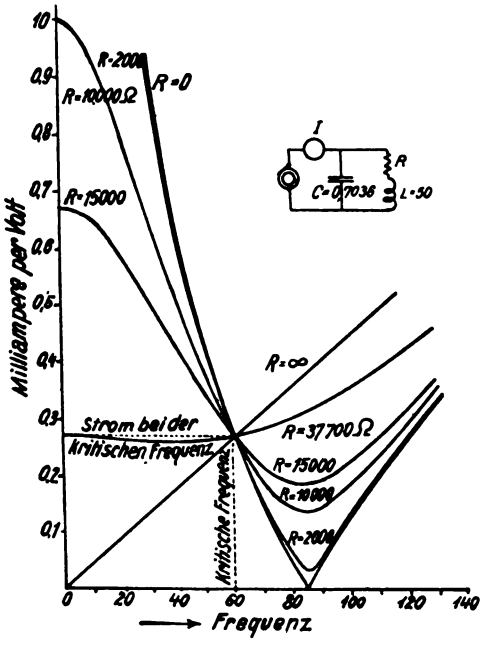


Bild 1.

Kapazität C und einer Induktivität L mit Widerstand R, so gilt für den Gesamtstrom I, der durch den Strommesser I fließt, die Beziehung

$$I = E\sqrt{\frac{1-2\omega^2 LC}{R^2+(\omega L)^2}+\omega^2 C^2}$$

wie man unmittelbar sieht, wenn man die Gleichungen für die Stromverzweigung ansetzt. Daraus folgt, daß der Effektivwert I des Stroms von der Induktivität und dem Widerstand des Zweiges LC überhaupt nicht abhängt, wenn

$$2\omega^2 LC = 1. \qquad (1)$$

In Bild 1 ist das Verhältnis I/E aufgetragen in Abhängigkeit von der Frequenz und zwar für verschiedene Werte des Widerstandes R. Die Kurven gehen alle durch einen Punkt hindurch, der der kritischen Frequenz entspricht, d. h. derjenigen, für die die Bedingung (1) erfüllt ist. Die Phase des Stromes I ist durch die Größe von R bestimmt. Die Phasenverhältnisse in dem Fall, wenn Gleichung (1) erfüllt ist, sind

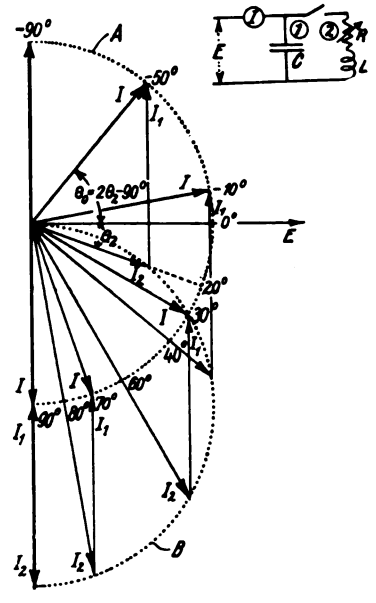


Bild 2.

aus dem Vektordiagramm von Bild 2 zu ersehen (I_1 bedeutet darin den Strom durch C, I_2 denjenigen durch RL). Der Vektor von I bewegt sich auf dem Kreis A, derjenige von I_2 auf dem Kreis B.

(Es ist $I_2 = \sqrt{R^2+(\omega L)^2} = E = I_1/\omega C$ u. nach Gl. (1) $\omega^2 = \frac{1}{2}\cdot\frac{1}{\omega C}$; $tg\,\Theta_2 = \frac{\omega L}{R}$).

Die Tatsache, daß bei Erfüllung von Gleichung (1) der Strom im Strommesser I (Bild 1) sich nicht ändert, wenn der Strom durch den Zweig LR geschlossen wird, wird zur Messung von L ausgenützt. Man legt in den Zweig LR einen Schalter und reguliert die Kapazität C solange, bis das Aus- oder Einschalten des Zweiges LR keine Änderung des Ausschlags im Strommesser hervorruft. Dann ist Gleichung (1) erfüllt und es ist

$$L = \frac{1}{2\omega^2 C}.$$

Man kann auf diese Weise auch die Induktivität von Eisenkernspulen bei irgendeiner Stromstärke bestimmen. Es empfiehlt sich in diesem Fall nur den Strommesser I beim Einschalten kurz zu schließen

Digitized by Google

(automatischer Kurzschlußschalter, gekoppelt mit dem Schalter im Zweig LR), damit das Meßinstrument nicht beim Schaltvorgang, ehe der stationäre Zustand eingetreten ist, zu viel Strom bekommt.

2. Statt C und LR parallel zu schalten, können sie ebenso gut in Reihe geschaltet werden derart, daß z. B. der Kondensator C durch einen Kurzschlußschalter kurz geschlossen werden kann. Wenn das Kurzschließen des Kondensators den Effektivwert des Stroms nicht ändert, so ist, wie man leicht einsieht, die Bedingung (1) erfüllt.

3. In Bild 3 ist das Ergebnis von Messungen nach der Methode 2 wiedergegeben: die Induktivität einer Eisenkernspule in Abhängigkeit von der Wechselstrombelastung und von der Stärke einer überlagerten Gleichstrommagnetisierung. Die Schaltskizze in Bild 3 zeigt, wie man in diesem Fall den Gleichstrom von dem Wechselstrommeßinstrument I fernhalten kann.

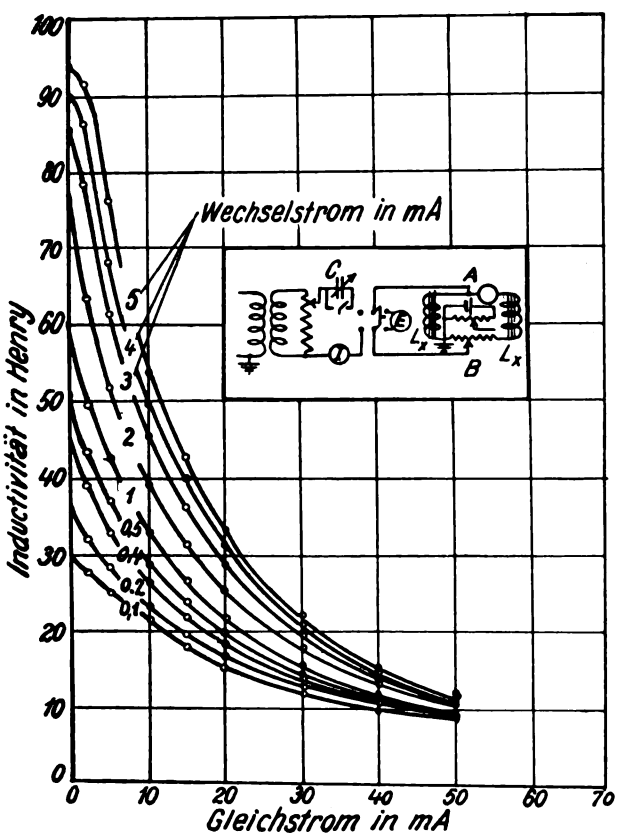


Bild 3.

Es sind zwei gleiche Eisenkernspulen parallel geschaltet. Damit der Gleichstrom, der einer Batterie mit Spannungsteiler entnommen wird, keine Gleichstromspannung zwischen A und B und damit keinen Strom durch das Wechselstrominstrument I liefert, ist B als Schleifkontakt auf einem Widerstand ausgebildet. Man regelt die Stellung von B solange, bis der zu diesem Zweck angelegte Gleichspannungsmesser E keine Spannung anzeigt.

4. Die Voraussetzung der Methode ist Sinusförmigkeit von Strom und Spannung. Der Verfasser weist aber nach, daß selbst kräftige höhere Harmonische die Ergebnisse nicht merklich beeinflussen können. J. Zenneck.

L. Hartshorn. Die Messung von Anodenkreis-Induktivitäten und gegenseitiger Leitfähigkeit von Thermionen-Röhren (The measurement of the anode circuit impedances and mutual conductances of thermionic valves). Proc. Phys. Soc. London, **41**, S. 115 bis 125, 1925.

Es werden Brückenschaltungen angegeben, um genaue Messungen der Induktivität und der Leitfähigkeit einer Röhre im Betriebszustande durchführen zu können. Die Messungen erfolgten mit Tonfrequenz. Der Anodenkreiswiderstand R_a ist unabhängig von der Frequenz, die Anodenkapazität C_a nicht, außerdem wird letztere bei Heizung der Kathode erhöht. Ein Auszug aus den Meßergebnissen zeigt dies:

Röhre	Frequenz Hz	R_a (Ohm)	C_a ($\mu\mu F$) geheizte Kathode	kalte Kathode
Type R	1000	27 700	35,0	20,8
$V_a = 100$ V	2000	27 700	27,5	18,5
$V_G = 0$ V	4000	27 600	24,5	17,0
$V_K = 4$ V	—	—	—	—
Type DER	1000	19 090	16,5	8,6
$V_a = 80$ V	2000	19 120	14,5	8.3
$V_G = -2$ V	4000	19 180	14,0	7,8
$V_K = 2$ V	6000	19 190	13.5	8,0

Die Aenderung der Anodenkapazität mit der Frequenz ist bei geheizter Kathode ziemlich groß und wird durch die bei Emission vorhandene Raumladung zwischen Kathode und Anode bewirkt. Das Verhältnis ε/σ der Dielektrizitätskonstanten ε und der Leitfähigkeit σ ändert sich von Ort zu Ort und veranlaßt eine dielektrische Absorption, so daß die geometrisch festgelegte Kapazität nur bei kalter Kathode angenähert gilt. Die Röhren zeigen im Betriebszustande immer einen verhältnismäßig hohen Leistungsfaktor bei Hörfrequenzen. Der Leistungsfaktor ist am größten bei niedrigen Frequenzen und nimmt mit steigender Frequenz allmählich ab.

Die gegenseitige Leitfähigkeit G_m ist in einer anderen Brückenschaltung gemessen, sie nimmt mit steigender Gitterspannung zu, während der Anodenwiderstand R_a abnimmt, so daß der Verstärkungsfaktor μ konstant bleibt.

Röhre	Gitter Spannung	R_a (Ohm)	G_m (Micro-Mhos)	μ
$PM1LF$	— 6	14 720	593	8,73
$V_a = 100$ V	— 4	13 410	701	8,70
$V_k = 2$ V	— 2	11 280	770	8,69
	0	10 630	820	8,72
	+ 2	10 400	828	8,61
	+ 4	10 370	797	8,26
$SP18RR$	— 6	5 100	1 191	6,08
	— 4	4 617	1 386	6,40
$V_a = 100$ V	— 2	4 440	1 550	6,89
$V_k = 1{,}6$ V	0	4 055	1 669	6,76
	+ 2	3 960	1 800	7,12
	+ 4	3 730	1 727	6,44

E. Lübcke.

Digitized by Google

Industrie-Rundschau.

Der Schaleco-All-DX-Empfänger.

der Firma **Schackow, Leder & Co. G. m. b. H.**, Berlin.

Als wirtschaftlichste Empfängertype auf dem Weltmarkt gilt das 4 Röhrengerät mit einer Schirmgitterröhre in der Hochfrequenzstufe. Unter den mannigfaltigen Konstruktionen beansprucht der „Schaleco-All-DX" besonderes Interesse. Dieses Gerät ermöglicht unter Verwendung von auswechselbaren Spulen den Empfang in einem Wellenbereich von 10—2000 m. Die benutzte Schaltung zeigt Bild 1. Die Antennen-Ankopplung läßt sich mittels eines Kondensators C_3 verändern; damit kann Selektivität und Lautstärke in weiten Grenzen geregelt werden. Der erste Schwingungskreis I liegt

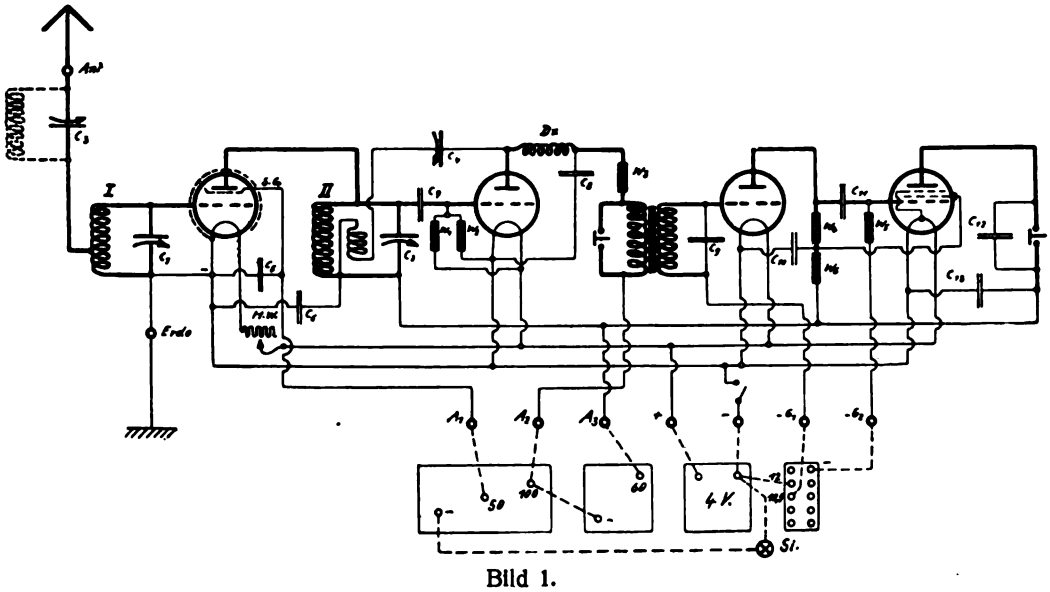


Bild 1.
Die Schaltung des Schaleco-All-DX-Empfängers.

am Gitter einer Schirmgitterröhre, in deren Anodenleitung sich der zweite Schwingungskreis II befindet, an den sich ein rückgekoppeltes Audion anschließt; dieRückkopplung erfolgt induktiv und kann mittels eines Kondensators C_4 geregelt werden. Auf das Audion folgt eine zweifache Niederfrequenzverstärkung, deren 1. Stufe transformatorisch und deren 2. Stufe widerstandsgekoppelt ausgeführt ist. Der „Schaleco-All-DX" ist in gleicher Weise zum Batteriebetrieb wie zum vollständigen Netzanschlußbetrieb geeignet; im letzteren Falle ist die Röhrenheizung aus dem Netz über einen Trockengleichrichter unter Beibehaltung normaler Röhren für den Kurzwellenempfang einwandfreier als die Benutzung indirekt geheizter Wechselstromröhren. Bei den hohen Anforderungen an Brummfreiheit, die vor allem der Kurzwellenempfang mit Kopfhörer erfordert, mußte von dem Einbau eines Netzanschlußgerätes abgesehen werden. Eine besondere Lautstärkeregelung ist bei der Schirmgitterröhre durch einen veränderlichen Heizwiderstand (H. W. in Bild 1) vorgesehen, mit dessen Hilfe eine Lautstärkeregelung innerhalb der Hochfrequenzverstärkung praktisch ohne Selektivitätsänderung, im Gegensatz zu der Wirkung einer Antennen- oder Rückkopplungsänderung, möglich ist. Der Empfänger ist weiterhin mit einer Feineinstellung in Form einer Schwenkplatte ausgerüstet.

Bild 2 zeigt den vollständig in ein Aluminiumgehäuse eingebauten Empfänger in geschlossenem Zustand; wie aus Bild 3 zu ersehen ist, ist der Aluminiumkasten innen durch eine Querwand in zwei Teile geteilt. An der Frontplatte ist links zunächst der Antennenkondensator C_3, daneben der erste Abstimmkondensator C_1 und unterhalb der Laustärkeregler H. W. zu sehen. Auf der anderen Seite liegt der 2. Abstimmkondensator C_2, darunter die Feineinstellung und rechts daneben der Rückkopplungskondensator C_4. Im ersten Teil des Kastens sieht man ferner die Spule I, die Schirmgitterröhre (liegend) und einen unbenutzten Steckspulensockel. Er liegt in der Schaltung parallel zum Anodenkondensator; man hat dadurch die Möglichkeit, im Bedarfsfalle bei zu

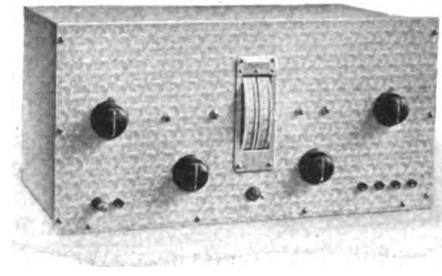


Bild 2.

großer Nähe eines starken Senders oder sonstiger Störer einen zusätzlichen Sperrkreis aus der Antennenkopplung zu machen und damit größere Störungsfreiheit zu erreichen; unter normalen Bedingungen ist dies aber nicht erforderlich, weshalb auch in dem Schaltbild die Benutzung einer Spule als Sperrkreis nur angedeutet ist. Die Anode der Schirmgitter-

Digitized by Google

röhre ragt durch die Querwand in den 2. Teil des Kastens, in welchem die Schaltelemente für die Niederfrequenzverstärkung enthalten sind. Sämtliche Leitungen sind auf kürzestem Wege geführt. Die beiden Schwingungskreisspulen stehen im rechten Winkel zueinander. Die Abstimmkondensatoren erhalten zum Antrieb parallel laufende Stirnskalen, die nicht mechanisch gekoppelt sind, aber bei der Bedienung sich leicht gemeinsam drehen lassen.

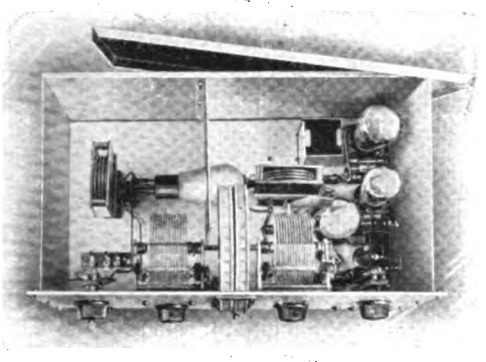


Bild 3.

Bild 4 zeigt den „Schaleco-All-DX" mit abgenommenem Mantel. Sämtliche kleinen Blockkondensatoren und Widerstände sind auswechselbar und werden in Stabform benutzt; die Schaltelemente, deren elektrische Werte von den verwendeten Röhren abhängig sind, können also jederzeit in den am besten

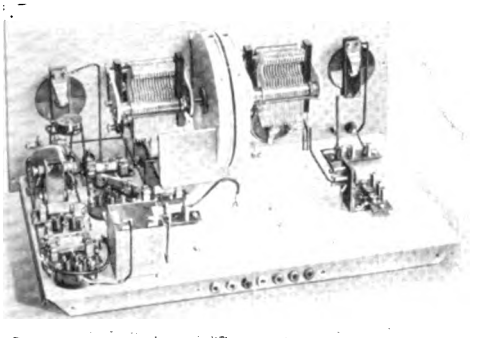


Bild 4.

geeigneten Größen gewählt werden. Eine weitere für den Export wichtige Eigenschaft ist die, daß der Empfänger vollkommen tropenfest ist.

Der „Schaleco-All-DX" wird als Baukasten vertrieben. Sämtliche Teile sind soweit vorgearbeitet, daß lediglich das Zusammenschrauben der Teile und die Schaltung nach der mitgelieferten ausführlichen Bauanleitung zu erfolgen hat.

Ueber die Konus- und Sektor-Membranen.

In den letzten Jahren hat sich zur Schallabstrahlung bei Lautsprechern mehr und mehr die Großflächenmembran eingeführt. Die von einer derartigen Membran abgegebene Schalleistung wird durch einen der elektrischen Leistung analogen Ausdruck $W \cdot i^2$ dargestellt, wo W den sogenannten Strahlungswiderstand und i die Geschwindigkeitsamplitude der Membran bedeuten. $W \cdot i^2$ muß für alle Frequenzen konstant sein, sofern man den Lautsprecher unter konstanten elektrischen Bedingungen erregt, z. B. ihn mit konstanter elektrischer Leistung für alle Frequenzen beschickt. Diese Bedingung gibt die Grundforderung einer naturgetreuen Schallübertragung wieder; sie zu erfüllen bereitet Schwierigkeiten, weil der Strahlungswiderstand einer Membran mit abnehmender Frequenz sehr stark abnimmt, wie dies Rayleigh und Riegger theoretisch gezeigt haben. Diese Abnahme des Strahlungswiderstandes mit abnehmender Frequenz ist eine ähnliche Erscheinung, wie man sie auf elektrischem Gebiete bei den Antennen der drahtlosen Telegraphie findet, die gleichfalls um so schlechter strahlen, je niedriger die Frequenz wird. Um trotzdem eine gleichmäßige Abstrahlung $W \cdot i^2$ für alle Schwingungen zu erhalten, muß man entweder den Strahlungswiderstand W oder die Geschwindigkeit i in geeigneter Weise frequenzabhängig machen. Das letztere geschieht zum Beispiel bei den elektrodynamischen Lautsprechern mit konusförmiger Membran. Das Membransystem wird sehr tief abgestimmt, dann nimmt die Geschwindigkeitsamplitude mit wachsender Frequenz etwa so ab, daß der Anstieg des Strahlungswiderstandes einigermaßen kompensiert wird. Die Voraussetzung dafür ist, daß die Konusmembran starr als Kolbenmembran hin und her schwingt. Die Starrheit der Membran wird durch besondere Konstruktion und Formgebung angestrebt.

Die zweite Methode besteht darin, die Geschwindigkeitsamplitude i konstant zu lassen, aber den Strahlungswiderstand W so zu verändern, daß das Produkt $W \cdot i^2$ möglichst konstant bleibt. Der Strahlungswiderstand W (genau gesagt: der Strahlungswiderstand einer kreisförmigen Kolbenmembran) ist gegeben durch die Gleichung:

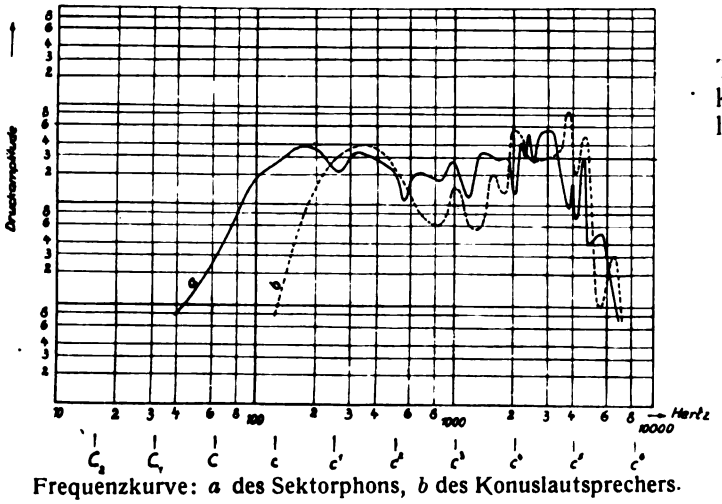
$$W = c \cdot \varrho \cdot H \cdot F.$$

Dabei sind $c \cdot \varrho$ der Schallwiderstand des umgebenden Mediums (Fortpflanzungsgeschwindigkeit × Dichte), H die Strahlungsfunktion, die etwa quadratisch mit abnehmender Frequenz abnimmt und für die schlechte Abstrahlung bei tiefen Tönen „verantwortlich" ist, und F die Membranfläche. Um nun einen Ausgleich für den die tiefen Frequenzen benachteiligenden Gang des Strahlungswiderstandes zu schaffen, kann man die Membran so ausgestalten, daß für die tiefen Frequenzen ein möglichst großer Teil der Membran schwingt, daß dagegen, je höher der Ton wird, ein um so kleinerer Teil der Membran in Bewegung gesetzt wird, d. h. also, durch die Frequenzabhängigkeit von F wird diejenige von H ausgeglichen. Die verschiedene Bewegung der Membran ist dadurch möglich, daß man sie in einem Punkt elektrisch erregt und von dieser Stelle aus Biegungswellen ablaufen läßt, die durch das Material stark gedämpft werden.

Das Sektorphon der Firma Grass & Worff ist nach diesem Gesichtspunkt so nachgiebig konstruiert, daß die Biegungswellen sich gut ausbilden können. Anders liegen die Verhältnisse bei den gewöhnlichen Konusmembranen, die starr ausgeführt werden. Hier geht die Membran für die tiefen Frequenzen als Ganzes hin und her, um bei den

Digitized by Google

höheren Tönen sich irgendwie, gegeben durch die Materialbedingungen, zu unterteilen. Vergleicht man daher eine Konusmembran und eine Sektorphonmembran von gleichen Dimensionen miteinander und erregt sie beide durch das gleiche elektromagnetische Antriebssystem, so zeigt sich ohne weiteres die Bestätigung der obigen Ausführungen. Sandfiguren auf beiden Membranen ergeben, daß, wie eben auseinandergesetzt, der Hauptschwingungsbezirk der Sektormembran immer mehr nach der Spitze wandert, je höher die Frequenz wird. Bei der Konusmembran des untersuchten Modells dagegen war auch noch für die höchsten Frequenzen deutlich ein Mitschwingen der Membranteile am Rande der Membran beobachtbar. Dieser Unterschied zwischen Sektor- und Konusmembran spiegelt sich in den Frequenzkurven wieder. Kurve *a* zeigt die Frequenzkurve des Sektorphons, Kurve *b* diejenige des Konuslautsprechers. Als Ordinaten sind in der üblichen Weise die Druckamplituden vor der Membranmitte



Frequenzkurve: *a* des Sektorphons, *b* des Konuslautsprechers.

(60 cm Entfernung), als Abszissen die Schwingungszahlen in Hertz aufgetragen. Die Erregung erfolgte so, daß an Gitter-Kathode des Ausgangsrohrs *RE* 604 eine konstante Spannung für alle Frequenzen angelegt wurde. Die Sektormembran weist eine in den tiefen Frequenzen sehr viel weitergehende und außerdem eine im ganzen ausgeglichenere Frequenzkurve auf. Auf Grund dieser Ergebnisse darf man also sagen, daß die Sektormembran eine höhere Entwicklungsstufe der Großflächenmembran als die Konusmembran darstellt und daß ihr dadurch technisch eine selbständige Stellung gebührt. E. Meyer.

Kurzwellen-Spulen.

Allgemeine Präzisionswerkstätten,
Max Dobrindt, Berlin-Friedenau.

Die Allgemeinen Präzisionswerkstätten stellen zwei Arten von Spulen für Kurzwellen-Geräte her. Bei der ersten Form (Bild 1) handelt es sich um freitragende Zylinderspulen von 72 mm Durchmesser und 4,5 mm Steigung, welche mit Zweifachsteckern versehen sind. Die Wicklung besteht aus versilbertem massivem Kupferdraht von 2 mm Durchmesser. Bemerkenswert ist die gute mechanische Festigkeit trotz sparsamer Verwendung von festem Isoliermaterial. Es wird ein Satz von 7 Spulen mit 2, 3, 4, 5, 6, 9 und 12 Windungen angefertigt[1]), welcher in Verbindung mit einem veränderlichen Kondensator von 250 $\mu\mu$ F maximaler Kapazität den Wellenbereich von 15—100 m umfaßt.

Die zweite Form (Bild 2) ist speziell für Kurzwellen-Empfänger bestimmt und enthält auf einem

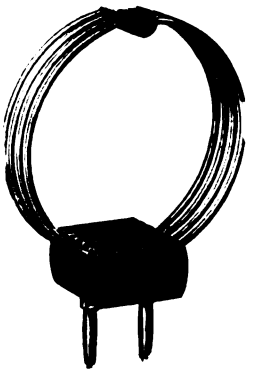


Bild 1.

Bild 2.

Träger drei getrennte Wicklungen für Schwingungskreis, Rückkopplung und Antennenkopplung. Die Wicklungen für Antennenkopplung und Schwingungskreis

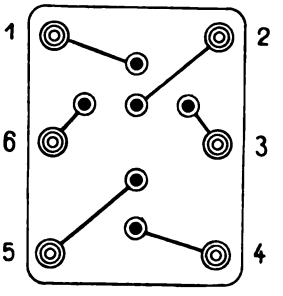


Bild 3.

bestehen aus flachem seidenumsponnenem Kupferband, welches in Einschnitte eines sechskantigen Hartgummikörpers eingelegt ist. Diese Befestigung der Wicklung verhindert ein Verschieben der Windungen und gestattet somit eine einwandfreie Eichung des

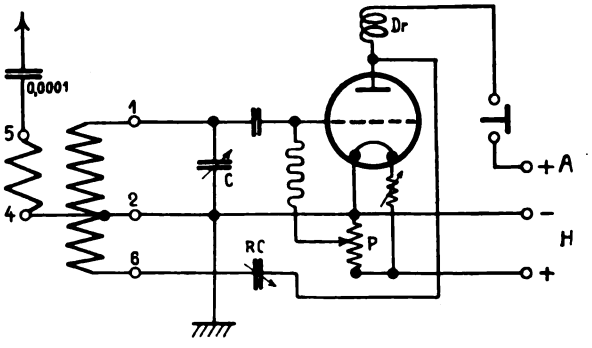


Bild 4.

Empfängers. Die Spulen besitzen 6 Steckanschlüsse; den zugehörigen Sockel zeigt Bild 3 und Bild 4 seine Einfügung in die Empfängerschaltung. Drei Spulen umfassen in den Stufen 15—35 m, 30—65 m und 60 bis 100 m den gesamten Kurzwellenbereich[2]).

[1]) Preis des Satzes von 7 Spulen 18.60 Mk.
[2]) Preis des Satzes von 3 Spulen 19.00 Mk., des Sockels 3.00 Mk.

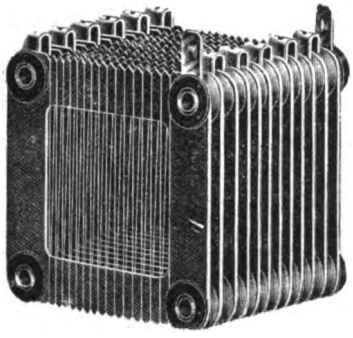
Digitized by Google

„Z & S" Spannungsteiler.

D. R. G. M. 1 083 689

Zieh- und Stanzgesellschaft m. b. H., Berlin.

Die „Z & S"-Spannungsteiler bestehen aus einzelnen mit Widerstandsdraht bewickelten Rahmen von 65 mm Seitenlänge, die durch Distanzringe voneinander getrennt auf 4 Dorne aufmontiert sind. Die Wicklungen der einzelnen Rahmen sind hintereinander geschaltet. Anfang und Ende der Wicklung sind mit Anschlüssen versehen; weitere Anschlüsse zwischen den einzelnen Rahmen können nach Wunsch angebracht werden. Es besteht die Möglichkeit, die Anschlüsse entweder, wie in dem Bild, zweiseitig am Kopf oder in der Mitte der Längsseiten anzubringen.



macht die Drahtwiderstände den Massewiderständen wesentlich überlegen. Auch sind diese Drahtwiderstände weitgehend frei von Eigenkapazität und Selbstinduktion.

Diese Widerstände eignen sich infolge der besprochenen Vorzüge gut als einfache Vorschaltwiderstände, wie auch als Spannungsteiler z. B. für die Anodenstromentnahme in Netzanschlußgeräten; ferner als Vorschaltwiderstände zur direkten Heizung der Röhren aus dem Netz, wobei es zweckmäßig ist, noch einen veränderlichen Widerstand mit ihnen in Reihe zu schalten.

In jedem Fall ist darauf zu achten, daß die angegebene Maximalleistung nicht überschritten wird. Bei Spannungsteilern darf dabei der Wert des Leerlaufstromes nicht vernachlässigt werden.

Auf jedem Widerstand ist der gemessene Widerstandswert in Ohm angegeben und auch die zulässige Belastung in mA. Der tatsächliche Widerstandswert kann, wenn nicht anders verlangt, bis zu 6% von dem Sollwert abweichen, was bei Spannungsteilern belanglos ist, da es hierbei weniger auf den absoluten Wert als auf die Verhältnisse der Werte zwischen den Abgriffstellen ankommt. Wenn engere Toleranzen als 6% gewünscht werden, muß dies bei Bestellung ausdrücklich angegeben werden; es erhöht sich dadurch der Preis um ein geringes.

Die Spannungsteiler lassen sich zur Erzielung größerer Widerstandswerte hintereinander schalten,

Preistabelle in RM.
Widerstand in Ohm.

Zulässige Belastung in mA	100	200	300	500	1000	2000	3000	5000	10 000	20 000	30 000	50 000	100 000
30								1.60 1	2.20 3	3.60 6	4.80 9	8.00 16	15.40 33
40							1.60 1	1.90 2	3.20 5	5.90 11	8.40 17	13.60 29	
50						1.60 1	1.90 2	2.60 4	4.80 9	9.20 19	13 60 29		
60					1.60 1	1.90 2	2.20 3	3.60 6	6.20 12	11.60 24			
80				1.60 1	1.90 2	2.60 4	4.00 7	6.20 12	11.60 24				
100			1.60 1	1.60 1	2.20 3	4.00 7	5.40 10	8.40 17					
150		1.70 1	2.00 2	2.40 3	4.60 7	9.00 15	13.40 23						
200	1.70 1	2.00 2	3.00 4	4.60 7	8.40 14	16.20 28							
300	2.20 2	4.80 6	6.60 9	10.60 15	21.20 31								

Der große Vorteil der Bauart dieser Widerstände liegt darin, daß die unbesponnenen Drähte reichlich von Luft umgeben sind und dadurch die denkbar vollkommenste Kühlung erfahren. Die Dimensionierung der Drähte wird, wenn nicht ausdrücklich anders verlangt, so gewählt, daß bei der zulässigen Höchstbelastung eine Erwärmung auf höchstens 60° C eintreten kann, die sich erfahrungsgemäß als unschädlich erwiesen hat. Ein weiterer Vorteil liegt in der Konstanz des Widerstandes, der sich zwischen 20° C und 60° C um höchstens 1,5% ändert; diese Konstanz andererseits kann man sie zur Erhöhung der zulässigen Belastung parallel schalten.

Diese Bruttopreise gelten für einfache Widerstände mit zwei Endabgriffen. Für jeden Zwischenabgriff erhöht sich der Preis um 0,20 RM., doch sind bei jedem Widerstand nur so viel normale Zwischenabgriffe in etwa gleichen Widerstandsabständen möglich, als die kleinen Zahlen unter dem Preis angeben. Sollten ausnahmsweise für einen Spannungsteiler noch mehr Abgriffe verlangt werden, so erhöht sich der Preis für jeden solchen Abgriff um 0.50 RM.

Digitized by Google

Eingegangene Bücher.

(Ausführliche Besprechung einzelner Werke vorbehalten.)

Rundfunk-Jahrbuch 1930. Hrsg. von der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft Berlin. 470 S. mit 253 Abb. Berlin 1929, Union Deutsche Verlagsgesellschaft.

Wechselstrom-Leistungsmessungen. Von Werner Skirl, Oberingenieur. Dritte, vollständig umgearbeitete und erweiterte Auflage. VII und 278 S. mit 247 zum größten Teil auf Tafeln angeordneten Bildern. Berlin 1930, Verlag von Julius Springer. Geb. RM. 14.—.

Der Erdschluß und seine Bekämpfung. Von Dr. ing. G. Oberdorfer. Ingenieur der Österreichischen Siemens-Schuckert-Werke in Wien, Privatdozent an der Technischen Hochschule in Wien. IV und 165 S. mit 115 Textabb. u. 2 Tafeln. Wien 1930, Verlag von Julius Springer. Geh. RM. 12,50.

Grundriß der Funken-Telegraphie in gemeinverständlicher Darstellung. Von Dr. Franz Fuchs, Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Deutschen Museum. 19. umgearbeitete und erweiterte Auflage. X und 188 S., mit 258 Textabb. 8°. München und Berlin 1929, Verlag von R. Oldenbourg. Brosch. RM. 4,20.

Le T. S. F. M. 1930. Von L. G. Veyssière. 73 S. mit 57 Abb. Paris 1929, Verlag von „La T. S. F. Moderne". Geh. Fr. 10.—.

Le Strobodyne. Von L. Chrétien. Ing. E. S. E. 18 S. mit 44 Abb. im Text und 7 Tafeln. Paris 1929, Verlag von „La T. S. F. Moderne". Geh. Fr. 10.—.

Bücherbesprechungen.

Radiotechnik I. Allgemeine Einführung. Von I. Herrmann, Professor an der Technischen Hochschule Stuttgart. Sammlung Göschen, Bd. 888. Zweite, neubearbeitete Auflage. 128 S. mit 104 Abb. im Text und 16 Tafeln mit 40 Abb. Berlin und Leipzig 1929, Walter de Gruyter & Co. In Leinen geb. 1,50 RM.

Infolge der großen Veränderungen und raschen Fortschritte in der Praxis der Radiotechnik war es notwendig geworden, das vorliegende Bändchen, das in die Radiotechnik einführen soll, gründlich umzuarbeiten. Es soll nicht nur dem Studierenden und Techniker, sondern auch dem Laien ermöglichen, in leichtfaßlicher Weise sich über die wissenschaftlichen Grundlagen und die ausgeführten Apparate der Radiotechnik zu unterrichten.

Der Verfasser hat sich mit großem Geschick dieser Aufgabe unterzogen und das Gebiet der „allgemeinen Einführung" in verständlicher und sehr übersichtlicher Form behandelt. Die Stoffanordnung ist so, daß sie den Leser vom Einfachsten des Wechselstromes durch das ganze Gebiet der elektrischen Schwingungen bis zum Rundfunksender führt und dabei die wichtigsten Begriffe erläutert. Dem Charakter des Buches entsprechend wird die Mathematik möglichst vermieden. Ich kann das Büchlein sehr empfehlen.

Nach der Darstellung dessen, was die elektromagnetischen Wellen sind und wie sie erzeugt werden, werden die Hochfrequenzmaschinen und die Lichtbogengeneratoren beschrieben. Dann werden die Röhren eingehend nach ihren verschiedenen Anwendungen besprochen. Daran schließt sich ein Abschnitt über den telegraphischen und ein weiterer über den telephonischen Radioverkehr. 104 schematische Figuren im Text erläutern die Vorgänge und die Schaltungen und ein Tafelanhang mit 40 photographischen Abbildungen zeigt einige Großstationen mit ihren Einzelheiten, sowie eine Reihe von Empfangsapparaten und Kraftverstärkern samt ihren Einzelteilen.

Der enge Rahmen des Bändchens ließ natürlich manches etwas kurz wegkommen, so bedaure ich es, daß bei den Röhrengeneratoren für kurze Wellen außer der Gegentaktschaltung keine einzige der bekannteren Schaltungen mit nur einer Röhre angegeben wurde.

In der Polemik des Verf. gegen die Angabe der Kapazität und Selbstinduktion in cm kann ich ihm nicht folgen, so sehr die einheitliche Anwendung des $\mu\mu F$ auch zu begrüßen ist.

A. Scheibe.

Radiotechnik VI. Die elektrischen Wellen. Von Dr. F. Kiebitz, Professor der Universität Berlin. Dirigent der Abteilung Funkwesen des Reichspostzentralamtes. Sammlung Göschen, Bd. 1010. 125 S. mit 28 Abb. Berlin und Leipzig 1929, Verlag Walter de Gruyter & Co. In Leinen geb. 1,50 Mk.

In dem ersten „Das Wesen der Wellen" betitelten Kapitel werden die Grundbegriffe gebracht, die Hertzschen Versuche geschildert und die Wellen der drahtlosen Nachrichtenübermittlung in Beziehung gesetzt zu dem Gesamtgebiet der elektromagnetischen Wellen. In der weiteren Einteilung des Buches wird die Ausstrahlung und der Empfang der Wellen behandelt, ausgehend von der Dämpfung von geschlossenen und offenen Schwingungskreisen. Ferner wird hierbei der Strahlungsvorgang nach Hertz erläutert und die Wirkungsweise der Antennen besprochen. Bei dem Kapitel „Wellenausbreitung" wird zunächst die ungestörte Ausbreitung behandelt und dann die Rolle der Erde und die der Atmosphäre berücksichtigt. Im letzten Kapitel, „gerichtete Wellen" betitelt, wird zunächst an einfachen Antennenpaaren die Entstehung der Richtwirkung erläutert. Ferner wird die Rahmenantenne und die moderne Strahlwerferanlage besprochen, wobei letztere sehr anschaulich vom Antennenparabelspiegel abgeleitet wird. Die für die Anwendung der drahtlosen Wellen zum Zwecke der Navigation wichtigen Mißweisungen sind in einem eigenen Abschnitt besprochen.

Die elektrischen Wellen sind in dem kleinen Bändchen anschaulich und übersichtlich behandelt. Bei der Beschränkung des Stoffes auf den kleinen Raum tritt das Wesentliche gut hervor. Außer den physikalischen Formeln werden auch technische Formeln angegeben und Zahlenbeispiele gebracht. Der Text ist durch zahlreiche gute Figuren erläutert. Für eine Neuauflage wäre wohl die Angabe der Seitenzahl bei Bezugnahme auf an früherer Stelle gebrachte Formeln und Figuren wünschenswert.

H. Plendl.

Digitized by Google

Band 35 Februar 1930 Heft 2

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

	Seite
R. Feldtkeller: Theorie neutralisierter Verstärkerketten. (Mit 7 Bildern im Text)	45
Heinrich Kafka: Ein Beitrag zur Darstellung der Frequenzabhängigkeit von Transformatorschaltungen für Niederfrequenzverstärkung. (Mit 2 Bildern im Text)	56
Manfred von Ardenne und Kurt Schlesinger: Phasenverhältnisse und Schwingungseinsatz bei einem Zweiröhrensystem nach Art der Leithäuser-Heegner-Schaltung. (Mit 11 Bildern im Text)	60
Yoji Ito: Theorie der Zweielektrodenröhren und Erzeugung elektrischer Schwingungen von extra niedriger Frequenz. (Mit 25 Bildern im Text)	67
H. E. Hollmann: Zusammenfassender Bericht. Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren. (Mit 9 Bildern im Text)	76
Carl Lübben: Patentschau. (Mit 29 Bildern im Text)	80
Referate	
J. H. Vincent (E. Lübcke): Versuche mit Magnetostriktions Oszillatoren für Hochfrequenz	84
E. O. Hulburt (J. Zenneck): Die Theorie des Nordlichts und der magnetischen Störungen auf Grund der Wirkung des ultravioletten Sonnenlichts	84
L. H. Dawson, L. P. Granath und E. O. Hulburt (J. Zenneck): Die Absorption von ultravioletten Licht durch die untere Atmosphäre. (Mit 1 Bild im Text)	84
H. B. Maris und E. O. Hulburt (J. Zenneck): Drahtlose Telegraphie und magnetische Stürme. (Mit 1 Bild im Text)	85
W. Gaede und W. H. Keesom (W. Espe): Eine Hochvakuumpumpe großer Leistung. (Mit 1 Bild im Text)	86
Industrie-Rundschau:	
Nora-Radio G. m. b. H., Berlin-Charlottenburg: Fünfröhren-Neutrodyn-Netzanschluß-Empfänger K 5 W. (Mit 1 Bild im Text)	86
Kalies & Engelbert, Berlin N 65: Anoden-Batterien. (Mit 1 Bild im Text)	87
Deutsche Telephonwerke u. Kabelindustrie A. G., Berlin SO. 36. DeTeWe-Superheterodyn-Achtröhren-Rahmenempfänger W 1. (Mit 2 Bildern im Text)	87
Bücherbesprechungen	88

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Theorie neutralisierter Verstärkerketten.

Von **R. Feldtkeller**, Berlin-Siemensstadt.

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerkes der Siemens & Halske A.-G.

Inhaltsübersicht.

1. Einleitung.
2. System allgemeiner Vierpole.
3. Die Neutralisierungsbedingung.
4. Die Systeme der Verstärkerröhre.
5. Das Kettensystem des übertragergekoppelten Verstärkerkettengliedes.
6. Die Neutralisationsimpedanz.
7. Das neutralisierte Verstärkerkettenglied.
8. Der Kettenübertragungsfaktor.
9. Die Verzerrung bei tiefen Frequenzen.
10. Die Verzerrung bei hohen Frequenzen.
11. Die Abhängigkeit der Verstärkung von der oberen Frequenzgrenze.
12. Neutralisierte Niederfrequenzverstärker.
13. Hochfrequenzverstärker mit breitem verzerrungsfrei verstärktem Frequenzband.

Zusammenfassung.

Anhang.

1. Einleitung.

Die größte Verstärkung einer Verstärkerkette, die ein breites Frequenzband verzerrungsfrei verstärken soll, ist durch die obere Grenze dieses Frequenzbandes bestimmt. Die Eigenkapizitäten der Röhren und der Kopplungselemente bilden schädliche frequenzabhängige Nebenschlüsse. Da nun eine große Verstärkung durch kleinen Durchgriff, also großen inneren Widerstand der Röhren oder durch große Übersetzungsverhältnisse der Zwischenübertrager erreicht werden kann, wächst die Wirkung dieser schädlichen Nebenschlüsse mit der Verstärkung, so daß die Frequenz, bei der die Verstärkungskurve abzufallen beginnt, um so tiefer liegt, je größer die Verstärkung der einzelnen Verstärkerstufe gewählt wird.

Es ist bekannt, daß ein wesentlicher Anteil an dieser frequenzbegrenzenden Wirkung der Gitter-Anodenkapazität zufällt. Sie bahnt der verstärkten Leistung einen Rückweg vom Anodenkreis zum Gitterkreis. Die schädliche Wirkung dieser Kapazität kann der Verstärkung der Röhre entsprechend vergrößert erscheinen.

Man kann jedoch die Streuresonanz der Zwischenübertrager dazu benutzen, diese Anodenrückwirkung über die Gitter-Anodenkapazität zu verhindern[1]). Legt man die Streuresonanz auf die obere Grenze des unverzerrt zu verstärkenden Frequenzbereiches, so wird der Scheinwiderstand des Zwischenübertragers für diese Frequenz sehr klein. Wegen der Resonanzwirkung bleibt die Sekundärspannung des Zwischenübertragers bei geeigneter Bemessung unvermindert erhalten[2]), während seine Primärspannung mit seinem

[1]) R. Feldtkeller u. F. Strecker, Arch. f. Elektrot. 24, 1930, Heft 3.

[2]) R. Feldtkeller u. H. Bartels, ENT 6, S. 87, 1929.

Digitized by Google

Scheinwiderstand sehr klein wird, so daß sich zwischen Anode und Kathode der vorhergehenden Röhre keine nennenswerte Spannung ausbilden kann. Damit kann über ihre Gitter-Anodenkapazität keine nennenswerte Leistung in den vorhergehenden Gitterkreis zurückgelangen, und die schädliche Anodenrückwirkung kann auf diese Weise verringert werden; entsprechend kann bei vorgeschriebener oberer Frequenzgrenze die Verstärkung vergrößert werden.

Eine derartige Bemessung einer Verstärkerkette setzt jedoch voraus, daß die Streuresonanzen sämtlicher Zwischenübertrager bei ein und derselben Frequenz liegen und auch genügend ungedämpft sind. Der Verbraucherwiderstand, auf den die Verstärkerkette arbeitet, kann nur in Ausnahmefällen, wie z. B. bei einer Kerrzelle, durch Resonanz mit einer vorgeschalteten Induktivität für die obere Frequenzgrenze klein gemacht werden. Im allgemeinen ist der Belastungsscheinwiderstand gleich oder größer als der innere Widerstand der Endröhre, so daß hier die Anodenrückwirkung voll erhalten bleibt. Für einen bestimmten Belastungswiderstand kann der letzte Zwischenübertrager so bemessen werden, daß seine Streuresonanz auf die gewünschte Frequenz fällt, wenn auch bei Belastungswiderständen mit merklichem Phasenwinkel diese Streuresonanz mehr oder weniger stark gedämpft wird. Für die vorletzte und alle vorhergehenden Stufen kann die Anodenrückwirkung auf die beschriebene Weise klein gehalten werden.

Gewöhnlich ist jedoch ein Verstärker nicht für einen bestimmten, genau definierten Abschlußscheinwiderstand vorgesehen; in allen diesen Fällen bleibt die Streuresonanz des letzten Zwischenübertragers unbestimmt, und somit der Weg über die Gitter-Anodenkapazität der vorletzten Röhre wirksam. Die Folge hiervon ist, daß auch die Streuresonanzen der vorhergehenden Zwischenübertrager unbestimmt werden, und daß die Verstärkungskurve in der Umgebung der oberen Frequenzgrenze außerordentlich stark von dem Belastungsscheinwiderstand abhängen kann.

In der Hochfrequenztechnik ist nun seit mehreren Jahren das Prinzip der Neutralisation[3]) bekannt, nach dem man die Rückwirkung der im Anodenkreis schwingenden Leistung auf den vorhergehenden Gitterkreis unterdrückt. Die Neutralisationsimpedanz wird gewöhnlich durch einen Kondensator dargestellt, der die Sekundärwicklung eines Zwischenübertragers mit dem Gitterkreis der vorhergehenden Röhre verbindet. Wir werden zunächst zeigen, daß dieses Neutralisationsprinzip auch bei Verstärkerketten mit breiten verzerrungsfreien Verstärkungsbereichen ohne Einschränkung für die Höhe der oberen Frequenzbandgrenze anwendbar ist, und werden anschließend die Vorteile so neutralisierter Verstärker an Hand der Regeln zur Bemessung ihrer Schaltelemente darlegen.

Über das dabei verwendete mathematische Hilfsmittel geben wir einleitend das Nötigste kurz an und verweisen wegen weiterer Einzelheiten auf frühere Arbeiten[4]).

2. System allgemeiner Vierpole.

Allgemeine Vierpole können durch Systeme von komplexen Koeffizienten linearer, homogener Gleichungspaare eindeutig gekennzeichnet werden. Die beiden wichtigsten von den sechs möglichen Systemen sind das Kettensystem

$$\|\mathfrak{A}\| = \begin{vmatrix} \mathfrak{A}_{11} & \mathfrak{A}_{12} \\ \mathfrak{A}_{21} & \mathfrak{A}_{22} \end{vmatrix} \tag{1}$$

mit der Determinante

$$|\mathfrak{A}| = \mathfrak{A}_{11}\,\mathfrak{A}_{22} - \mathfrak{A}_{12}\,\mathfrak{A}_{21} \tag{2}$$

und das Leitwertssystem

$$\|\mathfrak{Y}\| = \begin{vmatrix} \mathfrak{Y}_{11} & \mathfrak{Y}_{12} \\ \mathfrak{Y}_{21} & \mathfrak{Y}_{22} \end{vmatrix} \tag{3}$$

mit der Determinante

$$\mathfrak{Y} = \mathfrak{Y}_{11}\,\mathfrak{Y}_{22} - \mathfrak{Y}_{12}\,\mathfrak{Y}_{21} \tag{4}$$

Das Kettensystem enthält die Koeffizienten der Vierpolgleichungen in der in Deutschland gebräuchlichen Form

$$\begin{aligned} \mathfrak{B}_1 &= \mathfrak{A}_{11}\,\mathfrak{B}_2 + \mathfrak{A}_{12}\,\mathfrak{J}_2 \\ \mathfrak{J}_1 &= \mathfrak{A}_{21}\,\mathfrak{B}_2 + \mathfrak{A}_{22}\,\mathfrak{J}_2 \end{aligned} \tag{5}$$

Im Leitwertsystem sind die Koeffizienten der von den Amerikanern benutzten Form der Vierpolgleichungen

$$\begin{aligned} \mathfrak{J}_1 &= \mathfrak{Y}_{11}\,\mathfrak{B}_1 + \mathfrak{Y}_{12}\,\mathfrak{B}_2 \\ \mathfrak{J}_2 &= \mathfrak{Y}_{21}\,\mathfrak{B}_1 + \mathfrak{Y}_{22}\,\mathfrak{B}_2 \end{aligned} \tag{6}$$

zusammengefaßt.

Die Elemente des einen Systems kann man durch die Elemente des anderen nach folgenden Identitäten darstellen:

Es ist

$$\|\mathfrak{A}\| = \begin{vmatrix} -\dfrac{\mathfrak{Y}_{22}}{\mathfrak{Y}_{21}} & \dfrac{1}{\mathfrak{Y}_{21}} \\ -\dfrac{\mathfrak{Y}}{\mathfrak{Y}_{21}} & \dfrac{\mathfrak{Y}_{11}}{\mathfrak{Y}_{21}} \end{vmatrix} \tag{7}$$

und

$$\|\mathfrak{Y}\| = \begin{vmatrix} \dfrac{\mathfrak{A}_{22}}{\mathfrak{A}_{12}} & -\dfrac{|\mathfrak{A}|}{\mathfrak{A}_{12}} \\ \dfrac{1}{\mathfrak{A}_{12}} & -\dfrac{\mathfrak{A}_{11}}{\mathfrak{A}_{12}} \end{vmatrix} \tag{8}$$

Für zusammengeschaltete Vierpole gelten folgende Regeln:

1. Schaltet man sämtliche Eingänge mehrerer Vierpole parallel und ebenfalls sämtliche Ausgänge, so erhält man einen Vierpol, dessen Leitwertssystem gleich der Summe der Leitwertssysteme der einzelnen Vierpole ist.

$$\|\mathfrak{Y}\| = \Sigma_n \|\mathfrak{Y}^{(n)}\| \tag{9}$$

Dabei werden zwei Leitwertssysteme addiert, indem man die an entsprechenden Stellen stehenden Elemente addiert[5]).

$$\|\mathfrak{Y}'\| + \|\mathfrak{Y}''\| = \begin{vmatrix} \mathfrak{Y}'_{11} + \mathfrak{Y}''_{11} & \mathfrak{Y}'_{12} + \mathfrak{Y}''_{12} \\ \mathfrak{Y}'_{21} + \mathfrak{Y}''_{21} & \mathfrak{Y}'_{22} + \mathfrak{Y}''_{22} \end{vmatrix} \tag{10}$$

Die Reihenfolge der Addition kann vertauscht werden.

[3]) Hazeltine, Proc. Rad. Club of Am. **2**, 1923.
[4]) F. Strecker u. R. Feldtkeller, ENT **6**, S. 93, 1929.
[5]) H. Jung, Einführung in die Theorie der algebraischen Funktionen einer Veränderlichen. Vereinig. Wiss. Verleger, Berlin u. Leipzig 1923.

Digitized by Google

2. Schaltet man mehrere Vierpole zu einer Vierpolkette hintereinander, so ist das Kettensystem der Vierpolkette gleich dem Produkt der Kettensysteme der einzelnen Vierpole

$$\|\mathfrak{A}\| = \prod \|\mathfrak{A}^{(n)}\| \tag{11}$$

Das Produkt zweier Kettensysteme ist entsprechend dem Produkt von Determinanten zu bilden[5]):

$$\|\mathfrak{A}'\| \cdot \|\mathfrak{A}''\| = \begin{Vmatrix} \mathfrak{A}'_{11}\mathfrak{A}''_{11} + \mathfrak{A}'_{12}\mathfrak{A}''_{21} & \mathfrak{A}'_{11}\mathfrak{A}''_{12} + \mathfrak{A}'_{12}\mathfrak{A}''_{22} \\ \mathfrak{A}'_{21}\mathfrak{A}''_{11} + \mathfrak{A}'_{22}\mathfrak{A}''_{21} & \mathfrak{A}'_{21}\mathfrak{A}''_{12} + \mathfrak{A}'_{22}\mathfrak{A}''_{22} \end{Vmatrix} \tag{12}$$

Demzufolge ist die Determinante des Kettensystems einer Vierpolkette gleich dem Produkt der Determinanten der Kettensysteme der einzelnen Vierpole

$$|\mathfrak{A}| = \prod |\mathfrak{A}^{(n)}| \tag{13}$$

Die Reihenfolge der Multiplikation der Kettensysteme darf nicht vertauscht werden; eine Vertauschung entspricht einer Änderung in der Reihenfolge, in der die einzelnen Vierpole zu der Vierpolkette zusammengeschaltet sind.

Schließlich erwähnen wir noch den Satz, daß ein System mit einer komplexen Zahl multipliziert wird, indem alle seine Elemente mit dieser Zahl multipliziert werden.

3. Die Neutralisierungsbedingung.

Man neutralisiert einen Verstärker, um die Rückwirkung der im Anodenkreis schwingenden Leistung auf den vorhergehenden Gitterkreis zu verhüten. Ein neutralisiertes Verstärkerkettenglied zeigt vom Gitterkreis zum Anodenkreis eine endliche Leistungsverstärkung, vom Anodenkreis zum Gitterkreis rückwärts eine unendlich große Leistungsdämpfung, und zwar soll diese Dämpfung unabhängig davon, welche Impedanzen an den Gitterkreis und an den Anodenkreis angeschlossen sind, unendlich groß sein.

Die Vierpoltheorie lehrt, daß die Determinante $|\mathfrak{A}|$ des Kettensystems für das Verhältnis der Leistungsübertragungen in beiden Richtungen charakteristisch ist[6]), und daß diese Determinante verschwindet, wenn bei endlicher Leistungsübertragung vom Eingang zum Ausgang keine Leistung vom Ausgang zum Eingang zurückgelangen kann.

Als notwendige und hinreichende Neutralisationsbedingung kann somit das Verschwinden der Determinante des Kettensystemes für das neutralisierte Verstärkerkettenglied angesehen werden. Durch die Elemente des Leitwertssystems läßt sich die Determinante des Kettensystems durch

$$|\mathfrak{A}| = -\frac{\mathfrak{Y}_{12}}{\mathfrak{Y}_{21}} \tag{14}$$

darstellen. An Stelle der Neutralisationsbedingung

$$|\mathfrak{A}| = 0 \tag{15}$$

können wir also auch

$$\mathfrak{Y}_{12} = 0;\ \mathfrak{Y}_{21} \neq 0 \tag{16}$$

schreiben. Wir werden die Neutralisationsbedingung in dieser Form anwenden.

Es soll nochmals betont werden, daß die Neutralisationsbedingung (16) eine vollkommene Neutralisation des Verstärkerkettengliedes bei völlig beliebigen beiderseitigen Abschlußwiderständen sicherstellt. Diese Abschlußwiderstände können veränderliche Schwingungskreise sein; bei Änderung ihrer Eigenfrequenz oder ihres Dämpfungsdekrementes wird die Neutralisation nicht gestört.

4. Die Systeme der Verstärkerröhre.

Für eine zunächst kapazitätsfrei angenommene Verstärkerröhre mit der Steilheit S und dem inneren Leitwert G_i gelten zwischen den primären und sekundären Spannungen und Strömen die Vierpolgleichungen

$$\begin{aligned} \mathfrak{J}_1 &= 0 \\ \mathfrak{J}_2 &= -S\,\mathfrak{B}_1 - G_i\,\mathfrak{B}_2 \end{aligned} \tag{17}$$

Die Steilheit und der innere Leitwert sind durch die Lage des Arbeitspunktes im statischen Kennlinienfeld bestimmt. Durch Vergleich der Gleichungen (17) und (6) findet man das Leitwertssystem der reinen Elektronenröhre

$$\|\mathfrak{Y}_E\| = \begin{Vmatrix} 0 & 0 \\ -S & -G_i \end{Vmatrix} \tag{18}$$

Die drei Röhrenkapazitäten, nämlich die Kapazität C_{gk} zwischen Gitter und Kathode, C_{ga} zwischen Gitter und Anode und C_{ak} zwischen Anode und Kathode bilden ein Kapazitätsdreieck, welches man sich auf die in Bild 1 dargestellte Art zur idealisierten Röhre parallel geschaltet denken kann. Das Leitwertssystem eines solchen Kapazitätsdreieckes ist für eine gegebene Frequenz ω

$$\|\mathfrak{Y}_c\| = \begin{Vmatrix} p\,C_{gk} + p\,C_{ga} & -p\,C_{ga} \\ p\,C_{ga} & -p\,C_{ga} - p\,C_{ak} \end{Vmatrix} \tag{19}$$

wobei wie üblich p zur Abkürzung für $j\omega$ gesetzt ist[7]).

Das vollständige System einer Elektronenröhre einschließlich ihrer Eigenkapazitäten ist gleich der Summe der Leitwertssysteme (18) und (19).

$$\|\mathfrak{Y}_R\| = \|\mathfrak{Y}_E\| + \|\mathfrak{Y}_C\| = \begin{Vmatrix} p\,C_{gk} + p\,C_{ga} & -p\,C_{ga} \\ p\,C_{ga} - S & -p\,C_{ga} - p\,C_{ak} - G_i \end{Vmatrix} \tag{20}$$

Dieses System werden wir allen unseren Berechnungen zugrunde legen. Das ihm nach Gleichung (7) entsprechende Kettensystem ist

$$\|\mathfrak{A}_R\| = \frac{1}{p\,C_{ga} - S} \begin{Vmatrix} p\,C_{ga} + p\,C_{ak} + G_i & 1 \\ (p\,C_{gk} + p\,C_{ga})(p\,C_{ak} + G_i) + p\,C_{ga}(p\,C_{gk} + S) & p\,C_{gk} + p\,C_{ga} \end{Vmatrix} \tag{21}$$

[5]) siehe S. 46.

[6]) R. Feldtkeller, TFT 14, S. 274, 1925; A. Feige, TFT 16, S. 274, 1927; F. Strecker u. R. Feldtkeller, WVSK 8, H. 2, S. 70, 1929.

[7]) F. Strecker u. R. Feldtkeller, ENT 6, S. 93, 1923.

Digitized by Google

Die zur Charakterisierung der Anodenrückwirkung wichtige Determinante dieses Kettensystems ergibt sich aus Gleichung (20) zu

$$|\mathfrak{A}| = -\frac{\mathfrak{Y}_{12}}{\mathfrak{Y}_{12}} \cdot \frac{p\,C_{ga}}{p\,C_{ga} - S} \qquad (22)$$

5. Das Kettensystem des übertragergekoppelten Verstärkerkettengliedes.

Wir wollen annehmen, daß die Röhren der zu untersuchenden Verstärkerkette über einen Anodenwiderstand mit dem Leitwert G_a und über einen Übertrager miteinander gekoppelt sind. Die Anodenspannung kann man der Röhre über den Zwischenübertrager zuführen. Dann dient der Anodenwiderstand dazu, den Gesamtwiderstand des Anoden-

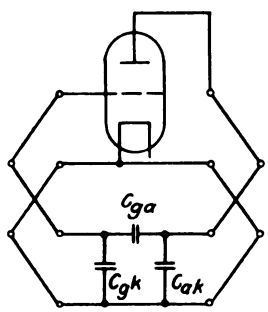


Bild 1.
Kapazitätsdreieck der Röhre.

kreises, zu dem die schädlichen Kapazitäten parallel liegen, willkürlich verkleinern zu können. Man kann aber auch die Anodenspannung der Röhre nur über den Anodenwiderstand zuführen und vermeidet so eine Vormagnetisierung des Zwischenübertragers, die bei Übertragern mit Eisenkernen den Streukoeffizienten heraufsetzt[7]) und damit die relative Breite des zu verstärkenden Frequenzbandes einschränkt. Die Art der Kopplung, die man anwendet, bestimmt die Lage des Arbeitspunktes im Kennlinienfeld und damit die Werte, die man für die Steilheit und den inneren Leitwert der Röhre in das System (21) einsetzen muß.

Der verwendete Zwischenübertrager möge die primären und sekundären Windungszahlen n_1 und n_2 haben. Wir führen den Übersetzungsfaktor

$$\ddot{u} = n_1 : n_2 \qquad (23)$$

ein, der im allgemeinen kleiner als 1 sein wird. Um Verwechslungen zu vermeiden, machen wir darauf aufmerksam, daß gewöhnlich der reziproke Wert des Übersetzungsfaktors als Übersetzungsverhältnis angegeben wird.

Der Zwischenübertrager besitze eine primäre Kapazität C_1, eine (primäre) Streuinduktivität σL_1, eine gegenseitige Impedanz $\mathfrak{M}$, die die endlichen Induktivitäten und die Eisenverluste enthält, und schließlich eine sekundäre Kapazität C_2. Die Kupferverluste wollen wir vernachlässigen. Das Ersatzschaltbild bekommt die in Bild 2 dargestellte Form. Man sieht, daß man die primäre Übertragerkapazität C_1 zur Anoden-Kathodenkapazität der vorhergehenden Röhre, die sekundäre Uebertragerkapazität C_2 zur Gitter-Kathodenkapazität der nächsten Röhre hinzurechnen kann. Unter C_{ak} und C_{gk} wollen wir demnach die entsprechenden Eigenkapazitäten der Röhre, vermehrt um die genannten Eigenkapazitäten des Zwischenübertragers, verstehen.

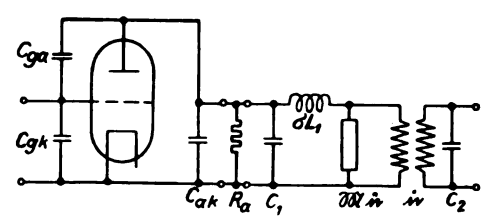


Bild 2.
Verstärkerkettenglied.

Das Kettensystem des in Bild 2 dargestellten Verstärkerkettengliedes können wir als Produkt der Kettensysteme der einzelnen Schaltelemente berechnen, aus denen es zusammengesetzt ist. Unter Benutzung der in der genannten Arbeit[8]) zusammengestellten Tafel über die Kettensysteme einfacher Vierpole wird dieses Produkt

$$\mathfrak{A}^* = \frac{1}{p\,C_{ga} - S} \begin{vmatrix} p\,C_{ga} + p\,C_{ak} + G_i & 1 \\ (p\,C_{gk} + p\,C_{ga})(p\,C_{ak} + G_i) + p\,C_{ga}(p\,C_{gk} + S) & p\,C_{gk} + p\,C_{ga} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ G_a & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 + \frac{p\sigma L_1}{\ddot{u}\,\mathfrak{M}} & p\sigma L_1 \\ \frac{1}{\ddot{u}\,\mathfrak{M}} & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \ddot{u} & 0 \\ 0 & \ddot{u}^{-1} \end{vmatrix} \qquad (24)$$

Ist der Zwischenübertrager auch sekundär gegen Gitterströme blockiert, so wollen wir annehmen, daß der benutzte Blockkondensator und der Gitterableitwiderstand so groß gewählt sind, daß sie ohne Einfluß auf die Verstärkung bleiben.

Multipliziert man dieses Produkt nach den für Determinanten gültigen Gesetzen aus, so bekommt man als Kettensystem des Verstärkerkettengliedes

$$\mathfrak{A}^* = -\frac{1}{p\,C_{ga} - S} \cdot \frac{1}{\mathfrak{M}} \cdot \begin{vmatrix} (p\,C_{ga} + p\,C_{ak} + G_i + G_a)(\mathfrak{M}\ddot{u} + p\sigma L_1) + 1 & \\ \left[(p\,C_{gk} + p\,C_{ga})(p\,C_{ak} + G_i + G_a) + p\,C_{ga}(p\,C_{gk} + S)\right](\mathfrak{M}\ddot{u} + p\sigma L_1) + p\,C_{gk} + p\,C_{ga} & \\ (p\,C_{ga} + p\,C_{ak} + G_i + G_a)\,\mathfrak{M}\,p\sigma L_1\,\ddot{u}^{-1} + \mathfrak{M}\ddot{u}^{-1} & \\ \left[(p\,C_{gk} + p\,C_{ga})(p\,C_{ak} + G_i + G_a) + p\,C_{ga}(p\,C_{gk} + S)\right]\mathfrak{M}\,p\sigma L_1\,\ddot{u}^{-1} + (p\,C_{gk} + p\,C_{ga})\,\mathfrak{M}\ddot{u}^{-1} & \end{vmatrix} \qquad (25)$$

Man sieht, daß man mit Hilfe der Systemrechnung ohne viel unnötige Zwischenrechnung die Koeffizien-

[7]) R. Feldtkeller u. H. Bartels, ENT 5, S. 247, 1928.

[8]) F. Strecker und R. Feldtkeller, ENT 6, S. 93, 1929.

Digitized by Google

ten der Vierpolgleichungen für das vollständige Verstärkerkettenglied bekommt, ohne daß man über den Frequenzbereich, in dem die Rechnungen gelten, eine Einschränkung zu machen braucht.

6. Die Neutralisationsimpedanz.

Als Neutralisationsbedingung hatten wir oben gefunden, daß in dem Leitwertsystem des neutralisierten Verstärkerkettengliedes das rechte obere Element verschwinden muß.

Dem Kettensystem $\|\mathfrak{A}^*\|$ nach Gleichung (25) unseres nichtneutralisierten Verstärkerkettengliedes möge das Leitwertsystem

$$\mathfrak{Y}^* = \begin{Vmatrix} \mathfrak{Y}_{11}^* & \mathfrak{Y}_{12}^* \\ \mathfrak{Y}_{21}^* & \mathfrak{Y}_{22}^* \end{Vmatrix} \tag{26}$$

entsprechen, dessen Elemente wir nach Gleichung (8) berechnen können.

Zur Neutralisation wollen wir nun in Analogie zum bekannten Neutrokondensator einen Vierpol nach Bild 3 zu dem in Bild 2 dargestellten Verstärkerkettenglied parallel schalten. Die Leitwertsysteme beider sind zu addieren und sollen ein Leitwertsystem $\|\mathfrak{Y}\|$ des neutralisierten Verstärkerkettengliedes ergeben, dessen rechtes oberes Element identisch gleich Null ist.

Das Leitwertsystem des Vierpoles Bild 3, der nur

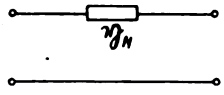


Bild 3.
Neutralisationsvierpol.

die Neutralissationsimpedanz mit dem komplexen Leitwert $\mathfrak{Y}_N$ enthält, ist

$$\|\mathfrak{Y}_N\| = \begin{Vmatrix} \mathfrak{Y}_N & -\mathfrak{Y}_N \\ \mathfrak{Y}_N & -\mathfrak{Y}_N \end{Vmatrix} \tag{27}$$

Das Leitwertsystem des neutralisierten Verstärkerkettengliedes wird aus der Summe der Systeme (26) und (27)

$$\|\mathfrak{Y}\| = \|\mathfrak{Y}^*\| + \|\mathfrak{Y}_N\| = \begin{Vmatrix} \mathfrak{Y}_{11}^* + \mathfrak{Y}_N & \mathfrak{Y}_{12}^* - \mathfrak{Y}_N \\ \mathfrak{Y}_{21}^* + \mathfrak{Y}_N & \mathfrak{Y}_{22}^* - \mathfrak{Y}_N \end{Vmatrix} \tag{28}$$

In ihm soll bei vollkommener Neutralisation das Element

$$\mathfrak{Y}_{12} = \mathfrak{Y}_{12}^* - \mathfrak{Y}_N \tag{29}$$

identisch verschwinden. Es muß also die Neutralisationsbedingung in der Form

$$\mathfrak{Y}_N = \mathfrak{Y}_{12}^* \tag{30}$$

erfüllt werden. Mit dieser Gleichung läßt sich die Neutralisationsimpedanz sofort angeben. Aus Gleichung (8) folgt

$$\mathfrak{Y}_N = \mathfrak{Y}_{12}^* = -\frac{\mathfrak{A}^*}{\mathfrak{A}_{12}^*} \tag{31}$$

Nach dem Produktsatz der Determinanten ist die Determinante $|\mathfrak{A}^*|$ des Kettensystems der Verstärkerkette gleich der Determinante $|\mathfrak{A}_R|$ der Röhre, da die Determinanten der übrigen Schaltelemente sämtlich gleich 1 sind. Es ist also nach Gleichung (22)

$$|\mathfrak{A}^*| = \frac{p\,C_{ga}}{p\,C_{ga} - S} \tag{32}$$

Das Element $\mathfrak{A}_{12}^*$ ist dem System (25) unmittelbar zu entnehmen. Der Widerstand $\mathfrak{R}_N$ der Neutralisationsimpedanz wird demnach

$$\mathfrak{R}_N = \mathfrak{Y}_N^{-1} = -\frac{\mathfrak{A}_{12}^*}{\mathfrak{A}^*} = \frac{p^2(C_{ga}+C_{ak})\,\sigma L_1\,\ddot{u}^{-1} + p\,(G_i+G_a)\,\sigma L_1\,\ddot{u}^{-1} + \ddot{u}^{-1}}{p\,C_{ga}} \tag{33}$$

Das Vorzeichen bestimmt die Polung des Zwischenübertragers. Als Neutralisationsimpedanz ist somit die uneingeschränkt realisierbare Reihenschaltung einer Kapazität

$$C_N = \ddot{u}\,C_{ga} \tag{34}$$

mit einem Widerstand

$$R_N = \frac{G_i + G_a}{C_{ga}}\,\sigma L_1\,\ddot{u}^{-1} \tag{35}$$

und einer Induktivität

$$L_N = \left(1 + \frac{C_{ak}}{C_{ga}}\right)\sigma L_1\,\ddot{u}^{-1} \tag{36}$$

zu wählen. Nur bei vernachlässigbar kleinem Streukoeffizienten des Übertragers kann eine Neutralisation durch eine reine Kapazität erfolgen. Bei Niederfrequenzverstärkerketten kann es jedoch vorkommen,

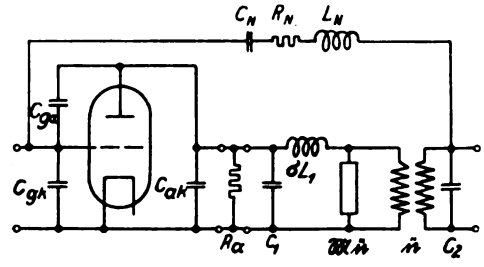


Bild 4.
Neutralisiertes Verstärkerkettenglied.

daß der erste Summand im Zähler der Gleichung (33) im ganzen verstärkten Frequenzbereich so klein bleibt, daß man praktisch die Induktivität L_N fortlassen kann. Die Neutralisation durch den gedämpften Schwingungskreis nach Gleichung (34) bis (36) ist streng und, wie man erkennt, unabhängig von der gegenseitigen Impedanz $\mathfrak{M}$ des Übertragers. Das Schaltbild des neutralisierten Verstärkerkettengliedes zeigt Bild 4.

7. Das neutralisierte Verstärkerkettenglied.

Führt man die Neutralisationsbedingung mit Gleichung (30) in das Leitwertssystem (28) ein, so erhält man als Leitwertsystem des neutralisierten Verstärkerkettengliedes

$$\mathfrak{Y} = \begin{Vmatrix} \mathfrak{Y}_{11}^* + \mathfrak{Y}_{12}^* & 0 \\ \mathfrak{Y}_{21}^* + \mathfrak{Y}_{12}^* & \mathfrak{Y}_{22}^* - \mathfrak{Y}_{12}^* \end{Vmatrix} \tag{37}$$

Digitized by Google

dessen Elemente aus dem Kettensystem (25) zu berechnen sind. Wir führen hierbei als Abkürzung

$$G_e = G_i + G_a \tag{38}$$

ein. Es wird

$$\mathfrak{Y}_{11} = \mathfrak{Y}^*_{11} + \mathfrak{Y}^*_{12} = \frac{\mathfrak{A}^*_{22} - |\mathfrak{A}^*|}{\mathfrak{A}^*_{12}} \tag{39}$$

$$= \frac{[(p C_{gk} + p C_{ga})(p C_{ak} + G_e) + p C_{ga}(p C_{gk} + S)]\,\mathfrak{M}\, p\sigma L_1 \ddot{u}^{-1} + (p C_{gk} + p C_{ga})\,\mathfrak{M}\ddot{u}^{-1} - \mathfrak{M}\, p C_{ga}}{(p C_{ga} + p C_{ak} + G_e)\,\mathfrak{M}\, p\sigma L_1 \ddot{u}^{-1} + \mathfrak{M}\ddot{u}^{-1}}$$

$$\mathfrak{Y}_{21} = \mathfrak{Y}^*_{21} + \mathfrak{Y}^*_{12} = \frac{1 - |\mathfrak{A}^*|}{\mathfrak{A}^*_{12}} \tag{40}$$

$$= \frac{-S\mathfrak{M}}{(p C_{ga} + p C_{ak} + G_e)\,\mathfrak{M}\, p\sigma L_1 \ddot{u}^{-1} + \mathfrak{M}\ddot{u}^{-1}}$$

Determinante des Kettensystems jedoch verschwindet, geht Gleichung (42) in unserem Fall in

$$\ddot{u}_{1k} = \mathfrak{A}_{11} + \mathfrak{A}_{22} \tag{43}$$

über, und der Kettenübertragungsfaktor wird rational.

Mit den Elementen des Leitwertsystems wird aus Gleichung (43)

$$\ddot{u}_{1k} = \frac{\mathfrak{Y}_{11} - \mathfrak{Y}_{22}}{\mathfrak{Y}_{21}} \tag{44}$$

Setzt man in diese Gleichung die Ausdrücke (39) bis (41) ein, und ordnet nach steigenden Potenzen der Frequenz, so bekommt man

$$\ddot{u}_{1k} = -\frac{G_e \ddot{u}}{S}\left[\frac{1}{\mathfrak{M}\ddot{u}G_e} + 1 + \frac{p\sigma L_1}{\mathfrak{M}\ddot{u}} + p\,\frac{C_{gk} + C_{ga}\left((1-\ddot{u})^2 + \frac{p\sigma L_1 \ddot{u}}{\mathfrak{M}}\right) + C_{ak}\left(\ddot{u}^2 + \frac{p\sigma L_1 \ddot{u}}{\mathfrak{M}}\right)}{G_e \ddot{u}^2}\right. \tag{45}$$

$$\left. + p^2\,\frac{(C_{gk} + C_{ga})G_e + C_{ga}S}{G_e\ddot{u}^2}\sigma L_1 + p^3\,\frac{C_{gk}C_{ak} + C_{ak}C_{ga} + C_{ga}C_{gk}}{G_e\ddot{u}^2}\sigma L_1\right]$$

$$\mathfrak{Y}_{22} = \mathfrak{Y}^*_{22} - \mathfrak{Y}^*_{12} = \frac{-\mathfrak{A}^*_{11} + |\mathfrak{A}^*|}{\mathfrak{A}^*_{12}} \tag{41}$$

$$= \frac{(p C_{ga} + p C_{ak} + G_e)(\mathfrak{M}\ddot{u} + p\sigma L_1) + 1 - p C_{ga}\mathfrak{M}}{(p C_{ga} + p C_{ak} + G_e)\mathfrak{M}\, p\sigma L_1 \ddot{u}^{-1} + \mathfrak{M}\ddot{u}^{-1}}$$

Wir machen hier nun eine kleine Vernachlässigung, indem wir annehmen, daß der Streukoeffizient σ so klein ist, daß wir den Summanden $\frac{p\sigma L_1}{\mathfrak{M}\ddot{u}}$ gegenüber 1 vernachlässigen können. Dann wird

$$\ddot{u}_{1k} = -\frac{G_e \ddot{u}}{S}\left[\frac{1}{\mathfrak{M}\ddot{u}G_e} + 1 + p\,\frac{C_{gk} + C_{ga}(1-\ddot{u})^2 + C_{ak}\ddot{u}^2}{G_e\ddot{u}^2}\right. \tag{46}$$

$$\left. + p^2\,\frac{(C_{gk} + C_{ga})G_e + C_{ga}S}{G_e\ddot{u}^2}\sigma L_1 + p^3\,\frac{C_{gk}C_{ak} + C_{ak}C_{ga} + C_{ga}C_{gk}}{G_e\ddot{u}^2}\sigma L_1\right]$$

Der Nenner ist allen drei Elementen gemeinsam.

8. Der Kettenübertragungsfaktor.

Bei einem vollkommen neutralisierten Verstärkerkettenglied ist der primäre Scheinwiderstand von dem sekundären Belastungswiderstand unabhängig, da durch die Neutralisation jede Rückwirkung des Anodenkreises auf den Gitterkreis verhindert wird. Kurzschlußwiderstand, Leerlaufwiderstand, Wellenwiderstand und Kettenwiderstand fallen demnach zusammen. Schaltet man mehrere solcher Verstärkerkettenglieder hintereinander, so ist jedes Glied auf der Sekundärseite mit seinem primären Kettenwiderstand abgeschlossen, und das Verhältnis von primärer zu sekundärer Klemmenspannung ist gleich dem primären Kettenübertragungsfaktor $\ddot{u}_{1k}$.

Die Vierpoltheorie lehrt, daß dieser Kettenübertragungsfaktor die Gleichung

$$\ddot{u}^2_{1k} - (\mathfrak{A}_{11} + \mathfrak{A}_{22})\,\ddot{u}_{1k} + |\mathfrak{A}| = 0 \tag{42}$$

erfüllt[10]. Da die Koeffizienten des Kettensystems rationale Funktionen der Frequenz sind, ist im allgemeinen der Kettenübertragungsfaktor $\ddot{u}_{1k}$ nicht rational[11]. Da bei vollständiger Neutralisation die

Der Kettenübertragungsfaktor, oder mit anderen Worten: die reziproke Spannungsverstärkung setzt sich hiernach aus zwei Faktoren zusammen. Der erste ist frequenzunabhängig und bestimmt die Höhe der Spannungsverstärkung. Wir wollen seinen reziproken Betrag zur bequemen Ausdrucksweise kurz die Spannungsverstärkung

$$v = \frac{S}{G_e \ddot{u}} \tag{47}$$

nennen. Er ist um so größer, je kleiner wir den Leitwert G_e und den Übersetzungsfaktor $\ddot{u}$, d. h. je größer wir den Anodenwiderstand und das Übersetzungsverhältnis $n_2 : n_1$ des Zwischenübertragers wählen können. Die obere Grenze beider Werte wird durch den zweiten Faktor des Kettenübertragungsfaktors bestimmt. Dieser Faktor beschreibt die Frequenzabhängigkeit der Verstärkungskurve und ist im Gebiet verzerrungsfreier Verstärkung angenähert gleich 1; wir wollen für ihn das Zeichen $f(\omega)$ gebrauchen. An den Rändern des Frequenzbandes verzerrungsfreier Verstärkung zeigt das Anwachsen des Betrages des Faktors $f(\omega)$ den Abfall der Verstärkungskurve an; je näher sich der Faktor $f(\omega)$ dem Einheitskreise anschmiegt, um so verzerrungsfreier arbeitet der Verstärker.

[10]) K. W. Wagner, Handwörterbuch des elektr. Fernmeldewesens, Springer, Berlin 1929, Bd. 2, S. 774.

[11]) R. Feldtkeller und F. Strecker, Arch. f. Elektrot. 24, 1930, Heft 3.

Digitized by Google

9. Die Verzerrung bei tiefen Frequenzen.

In Analogie zu früheren Untersuchungen[12]) betrachten wir die Verzerrung an der unteren Grenze des zu verstärkenden Frequenzbandes getrennt von der an der oberen Grenze. Wir nehmen hierzu an, daß der Verstärker einen hinreichend großen verzerrungsfreien Verstärkungsbereich hat, so daß an seiner unteren Frequenzgrenze die in Gleichung (46) auftretenden Glieder, die die erste, zweite und dritte Potenz der Frequenz als Faktor enthalten, gegen 1 zu vernachlässigen sind. Unter dieser Annahme wird der Verzerrungsfaktor für tiefe Frequenzen

$$f_t(\omega) = 1 + \frac{1}{\mathfrak{M}\,\ddot{u}\,G_e} \tag{48}$$

Diese Formel ist mit der Formel für einen einzelnen Übertrager identisch, der an eine Stromquelle mit dem inneren Leitwert G_e angeschlossen ist; die besonderen Eigenschaften einer Verstärkerkette machen sich danach, wie zu erwarten war, in dem Verstärkungsverlauf an der unteren Frequenzgrenze nicht bemerkbar. Wir können somit auf die entsprechenden älteren Arbeiten verweisen und erwähnen nur noch die Möglichkeit, die Anodenspannung der Röhre allein über den Anodenwiderstand zuzuführen und den Zwischenübertrager durch einen so kleinen Kondensator anzukoppeln, daß durch Resonanzbildung mit der Primärinduktivität des Übertragers der Verstärkungsabfall teilweise kompensiert wird[13]).

Können wir ferner die Eisenverluste vernachlässigen, so wird

$$\mathfrak{M}\,\ddot{u} = j\omega L_1 \tag{49}$$

und tiefste Frequenz des Gebietes verzerrungsfreier Verstärkung kann aus

$$\omega_t = \frac{1}{G_e L_1} \tag{50}$$

berechnet werden.

10. Die Verzerrung bei hohen Frequenzen.

Wie in der Einleitung angedeutet wurde, besteht die Hauptaufgabe einer Theorie der Verstärkerketten darin, den Verlauf der Verstärkungskurve an der oberen Grenze des zu verstärkenden Frequenzbandes zu untersuchen, da allein von diesem Verlauf die mit gegebener Güte der benutzten Elektronenröhre erreichbare Höhe der Verstärkung abhängt. Die Theorie soll lehren, wie der Verstärker zu bemessen ist, damit der Verzerrungsfaktor $f(\omega)$ sich dem Einheitskreise in einem großen Frequenzgebiet möglichst eng anschmiegt.

Bei Untersuchung der hohen Frequenzen nehmen wir an, daß der erste Summand des Verzerrungsfaktors $f(\omega)$ in Gleichung (46) gegen 1 vernachlässigt werden kann, und erhalten dann

$$\begin{aligned} f_h(\omega) = 1 &+ j\omega \frac{C_{gk} + C_{ga}(1-\ddot{u})^2 + C_{ak}\ddot{u}^2}{G_e \ddot{u}^2} \\ &- \omega^2 \frac{(C_{gk} + C_{ga})\,G_e + C_{ga}\,S}{G_e \ddot{u}^2}\,\sigma L_1 \\ &- j\omega^3 \frac{C_{gk}C_{ak} + C_{ak}C_{ga} + C_{gk}C_{ga}}{G_e \ddot{u}^2}\,\sigma L_1 \end{aligned} \tag{51}$$

[12]) A. Forstmann, Ztschr. f. Hochfr. Techn. **28**, S. 156, 1926. R. Feldtkeller und H. Bartels, ENT **6**, S. 87, 1929.
[13]) R. Feldtkeller und H. Bartels, WVSK **6**, S. 65, 927, H. 1.

Von einigen Ausnahmefällen abgesehen, können wir die Gitter-Anodenkapazität C_{ga} als Summand neben der Gitter-Kathodenkapazität C_{gk} vernachlässigen, nicht jedoch an den Stellen, wo sie mit der Steilheit verbunden auftritt. Wir bemerken, daß durch diese Vernachlässigung keine Beschränkung des Frequenzbereiches eintritt, in welchem unsere Berechnungen gelten. Wir erhalten

$$\begin{aligned} f_h(\omega) = 1 &+ j\omega \frac{C_{gk} + C_{ak}\ddot{u}^2}{G_e \ddot{u}^2} \\ &- \omega^2 \frac{C_{gk}G_e + C_{ga}S}{G_e \ddot{u}^2}\,\sigma L_1 \\ &- j\omega^3 \frac{C_{gk}C_{ak}}{G_e \ddot{u}^2}\,\sigma L_1 \end{aligned} \tag{52}$$

Zur Vereinfachung der Schreibweise führen wir eine obere Grenzfrequenz ω_0 ein, die zunächst ein reiner Rechenausdruck sein soll. Die obere Grenze verzerrungsfreier Verstärkung wird jedoch, wie wir zeigen werden, in ihrer Nähe liegen. Wir definieren diese Grenzfrequenz ω_0 als diejenige Frequenz, bei der der Betrag des zweiten Summanden im Verzerrungsfaktor nach Gleichung (52), der linear von der Frequenz abhängt, gleich 1 wird:

$$\omega_0 = \frac{G_e \ddot{u}^2}{C_{gk} + C_{ak}\ddot{u}^2} \tag{53}$$

Mit dieser Abkürzung nimmt der Verzerrungsfaktor die Form

$$\begin{aligned} f_h(\omega) = 1 &+ j\frac{\omega}{\omega_0} \\ &- \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \frac{C_{gk}G_e + C_{ga}S}{(C_{gk} + C_{ak}\ddot{u}^2)^2}\,G_e\ddot{u}^2\sigma L_1 \\ &- j\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \frac{C_{gk}C_{ak}}{(C_{gk} + C_{ak}\ddot{u}^2)^3}\,G_e^2\ddot{u}^4\sigma L_1 \end{aligned} \tag{54}$$

oder

$$f_h(\omega) = 1 + j\frac{\omega}{\omega_0} - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 a_2 - j\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 a_3 \tag{55}$$

Die beiden Koeffizienten dieser Funktion

$$a_2 = \frac{C_{gk}G_e + C_{ga}S}{(C_{gk} + C_{ak}\ddot{u}^2)^2}\,G_e\ddot{u}^2\sigma L_1 \tag{56}$$

und

$$a_3 = \frac{C_{gk}C_{ak}}{(C_{gk} + C_{ak}\ddot{u}^2)^3}\,G_e^2\ddot{u}^4\sigma L_1 \tag{57}$$

bestimmen in ihrer Größe die Gestalt der komplexen Ortskurve für den Verzerrungsfaktor $f_h(\omega)$ und müssen so gewählt werden, daß diese Ortskurve für einen möglichst großen Frequenzbereich, d. h. bis zu möglichst hohen Werten von $\frac{\omega}{\omega_0}$, in unmittelbarer Umgebung des Einheitskreises verläuft.

Die Näherungsdarstellung des Einheitskreises erhält man durch die Reihenentwicklung

$$e^{j\frac{\omega}{\omega_0}} = 1 + j\frac{\omega}{\omega_0} - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \frac{1}{2} - j\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \frac{1}{6} + \ldots \tag{58}$$

Durch Vergleich der Formeln (55) und (58) erhält

Digitized by Google

man als Gleichungen, denen die Elemente des Verstärkers unterworfen werden müssen.

$$a_2 = \frac{C_{gk}\,G_e + C_{ga}\,S}{(C_{gk} + C_{ak}\,\ddot{u}^2)^2}\,G_e\,\ddot{u}^2\,\sigma L_1 = \frac{1}{2} \tag{59}$$

und

$$a_3 = \frac{C_{gk}\,C_{ak}}{(C_{gk} + C_{ak}\,\ddot{u}^2)^3}\,G_e^2\,\ddot{u}^4\,\sigma L_1 = \frac{1}{6} \tag{60}$$

Bei der Bemessung einer Verstärkerkette müssen wir die Röhre mit ihren Eigenschaften und die Übertragerkapazitäten als fest gegeben ansehen. Der Leitwert G_e ist danach nur durch Verkleinerung des

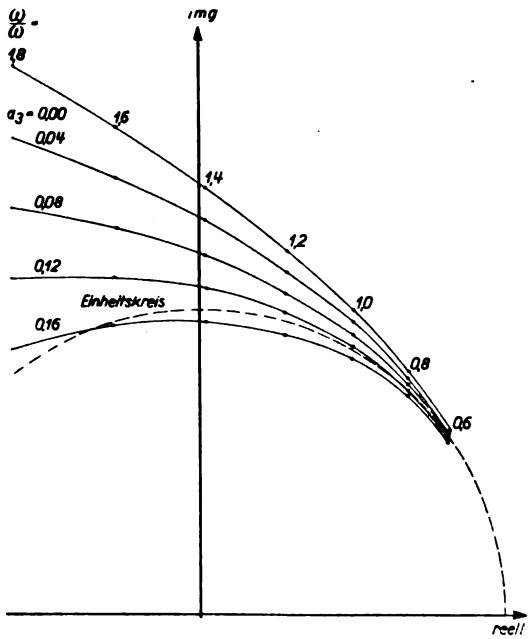


Bild 5.
Der Verzerrungsfaktor.

Anodenwiderstandes, also nur unter Verzicht auf Verstärkung, wählbar. Die obere Grenzfrequenz bestimmt, wie Gleichung (53) zeigt, den Übersetzungsfaktor ü des Zwischenübertragers. Somit bleibt, um die beiden Gleichungen (59) und (60) zu erfüllen, als einzige freie Größe die Streuinduktivität σL_1 übrig, so daß wir eine der beiden Gleichungen im allgemeinen unerfüllt lassen müssen.

In Bild 5 sind die Ortskurven für den Verzerrungsfaktor $f_v(\omega)$ dargestellt, die sich mit $a_2 = 1/2$ bei verschiedenen Werten von a_3 ergeben. Man erkennt, daß sich entsprechend der Gleichung (58) diese Kurven mit $a_3 = 0.16$ dem Einheitskreise im Frequenzband

$$\omega \leq 1{,}8\,\omega_0 \tag{61}$$

gut anschmiegen.

Für größere Werte von a_3 würde die Ortskurve für den Verzerrungsfaktor $f_h(\omega)$ merklich in das Kreisinnere eintreten, was einer Verstärkungserhöhung, einer sogenannten „Streuspitze" entspricht, die wir nicht zulassen dürfen. Für kleinere Werte von a_3 wird die Abweichung vom Einheitskreise bereits für kleinere Frequenzen merklich. Man kann dem Bild 4 entnehmen, daß für sehr kleine Werte von a_3 nur das Frequenzband

$$\omega \leq 0{,}8\,\omega_0 \tag{62}$$

genügend verzerrungsfrei verstärkt wird. Auch eine Änderung des Koeffizienten a_2 bringt hier nur eine unwesentliche Verbesserung. Wir wollen daher die Streuinduktivität σL_1 stets so wählen, daß die Gleichung (59) erfüllt wird, und wollen die Gleichung (60) in eine Grenzbedingung umwandeln:

$$a_3 = \frac{C_{gk}\,C_{ak}}{(C_{gk} + C_{ak}\,\ddot{u}^2)^3}\,G_e^2\,\ddot{u}^4\,\sigma L_1 < \frac{1}{6} \tag{63}$$

Das Verhältnis der oberen Grenze des verzerrungsfrei verstärkten Frequenzbandes, die wir ω_h nennen wollen, liegt also im Bereich

$$0{,}8\,\omega_0 \leq \omega_h < 1{,}8\,\omega_0 \tag{64}$$

und zeigt in Abhängigkeit von dem Koeffizienten a_3 die in Bild 6 dargestellten Werte.

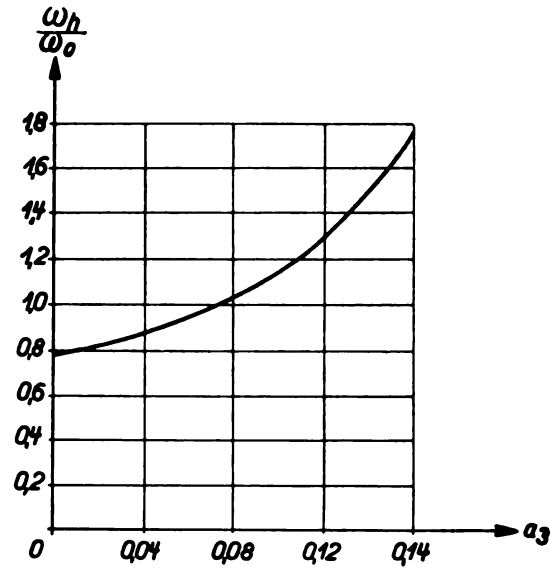


Bild 6.
Die obere Frequenzgrenze.

11. Die Abhängigkeit der Verstärkung von der oberen Frequenzgrenze.

Im vorhergehenden Abschnitt wurden die Bedingungen für eine möglichst verzerrungsfreie Verstärkungskurve aufgestellt. Wir wollen jetzt diese Gleichungen dazu benutzen, um den Zusammenhang zwischen der Verstärkung und der oberen Frequenzgrenze zu untersuchen. Unter Beachtung der Gleichungen (47) und (64) können wir den gesuchten Zusammenhang auf den Zusammenhang zwischen dem Übersetzungsfaktor ü des Zwischenübertragers und der oberen Grenzfrequenzen ω_0 zurückführen.

Aus Gleichung (53) können wir den Übersetzungsfaktor zu

$$\ddot{u}^2 = \frac{\omega_0\,C_{gk}}{G_e - \omega_0\,C_{ak}} \tag{65}$$

berechnen. Wir können positive Übersetzungsfaktoren nur bei Grenzfrequenzen unterhalb des oberen Grenzwertes

$$\omega_0 < \frac{G_e}{C_{ak}} \tag{66}$$

erhalten.

Der Übersetzungsfaktor ü ist jedoch einer Grenze unterworfen, die aus der Gleichung (63) herzuleiten

Digitized by Google

ist. Wir erinnern daran, daß diese Gleichung den Beginn des Auftretens einer Streuspitze in der Verstärkungskurve anzeigt.

Dividiert man die Gleichungen (63) und (59), so wird

$$\frac{a_3}{a_2} = \frac{C_{gk} C_{ak} G_e \ddot{u}^2}{(C_{gk} + C_{ak}\ddot{u}^2)(C_{gk} G_e + C_{ga} S)} \leq \frac{1}{3} \quad (67)$$

Löst man diese Gleichung nach $\ddot{u}^2$ auf, so bekommt man

$$\ddot{u}^2 \leq \frac{C_{gk}}{C_{ak}} \frac{C_{gk} G_e + C_{ga} S}{2 C_{gk} G_e - C_{ga} S} \quad (68)$$

Das Quadrat des Übersetzungsfaktors darf also alle Werte zwischen Null und dem in Gleichung (68) angegebenen Grenzwert annehmen. Ist dieser Grenzwert negativ, so sind also alle positiven Werte von $\ddot{u}^2$ und alle negativen Werte, die zwischen $-\infty$ und dem Grenzwert liegen, zugelassen. Damit ergeben sich folgende Regeln zur Bemessung des Übersetzungsverhältnisses.

Erstens: Ist der Leitwert im Anodenkreis

$$G_e < \frac{1}{2} \frac{C_{ga}}{C_{gk}} S, \quad (69)$$

so ist der Grenzwert der Gleichung (68) negativ, und die Bedingung (63) der Unterdrückung einer Streuspitze läßt für den Übersetzungsfaktor sämtliche positiven Werte zu. Die Gleichung (65) kann also ohne Einschränkung zur Berechnung des Übersetzungsfaktors ü benutzt werden.

Zweitens: Ist der Leitwert im Anodenkreis

$$G_e = \frac{1}{2} \frac{C_{ga}}{C_{gk}} S, \quad (70)$$

so wird der Grenzwert in Gleichung (68) gerade unendlich groß. Setzt man die Ungleichung (68) in die Gleichung (53) ein, so erhält man für die Grenzfrequenz

$$\omega_0 \leq \frac{C_{gk} G_e + C_{ga} S}{3 C_{gk} C_{ak}} \quad (71)$$

Nach dem oben abgeleiteten Grenzwert (64) für den Zusammenhang zwischen der Grenzfrequenz ω_0 und der oberen Grenze ω_h verzerrungsfreier Verstärkung kann man statt der Gleichung (71) die obere Grenze verzerrungsfreier Verstärkung zu

$$\omega_h < 1{,}8 \frac{C_{gk} G_e + C_{ga} S}{3 C_{gk} C_{ak}}$$

oder

$$\omega_h \leq \frac{C_{gk} G_e + C_{ga} S}{1{,}7\, C_{gk} C_{ak}} \quad (72)$$

angeben. Der obere Grenzwert wird bei unendlich großem Übersetzungsfaktor, also bei verschwindender Verstärkung erreicht.

Drittens: Ist der Leitwert im Anodenkreis

$$G_e > \frac{1}{2} \frac{C_{ga}}{C_{gk}} S, \quad (73)$$

so ist für den Übersetzungsfaktor eine positive obere Grenze vorhanden. Größere Übersetzungsfaktoren, als dem Grenzwert

$$\ddot{u}^2 \leq \frac{C_{gk}}{C_{ak}} \frac{C_{gk} G_e + C_{ga} S}{2 C_{gk} G_e - C_{ga} S} \quad (74)$$

entsprechen, führen notwendigerweise zu Verstärkungskurven mit Streuspitze. Größere Übersetzungsfaktoren würde man brauchen, wenn man die obere Grenzfrequenz ω_0 über den Grenzwert

$$\omega_0 \leq \frac{C_{gk} G_e + C_{ga} S}{3 C_{gk} C_{ak}} \quad (75)$$

oder die obere Grenze ω_h des verzerrungsfrei verstärkten Frequenzbandes über den Grenzwert

$$\omega_h < \frac{C_{gk} G_e + C_{ga} S}{1{,}7\, C_{gk} C_{ak}} \quad (76)$$

hinaustreiben wollte.

12. Neutralisierte Niederfrequenzverstärker.

Der im vorigen Abschnitt abgeleitete kritische Wert der oberen Grenze verzerrungsfreier Verstärkung

$$\omega_h = \frac{C_{gk} G_e + C_{ga} S}{1{,}7\, C_{gk} C_{ak}}$$

ermöglicht eine grundsätzliche Scheidung der Verstärker in Niederfrequenz- und Hochfrequenzverstärkerketten. Bei den gebräuchlichen Röhren und Zwischenübertragern kann man mit einer kleinsten Steilheit von 0,5 mA/Volt, mit einem kleinsten inneren Leitwert von $20 \cdot 10^{-6}$ S, mit einer kleinsten Gitter-Anodenkapazität von $2 \cdot 10^{-12}$ F rechnen. Als Werte für die beiden anderen Kapazitäten sind die Übertragerkapazitäten zu etwa $70 \cdot 10^{-12}$ F anzusetzen, so daß der kleinste vorkommende Wert der kritischen Frequenz bei etwa 50 kHz liegen wird, der in der Regel merklich überschritten werden dürfte. Die obere Frequenzgrenze von Niederfrequenzverstärkern mit etwa 10 kHz ist von dieser kritischen Frequenz genügend weit entfernt, so daß man das Auftreten einer Streuspitze der Verstärkungskurve nicht zu befürchten braucht; bestimmt man die Streuinduktivität des Zwischenübertragers nach der Gleichung (59), so ist die Ungleichung (63) von selbst erfüllt.

Die obere Grenze des verzerrungsfrei verstärkten Frequenzbandes liegt nach Gleichung (64) bei

$$\omega_h = 0{,}8\, \omega_0$$

Die Gleichung (65) kann in der Form

$$\ddot{u}^2 = \frac{1{,}25\, \omega_h C_{gk}}{G_e - 1{,}25\, \omega_h C_{ak}} \quad (77)$$

ohne Einschränkung zur Bestimmung des Übersetzungsfaktors ü benutzt werden. Aus dieser Gleichung ist zunächst abzulesen, daß der kleinste Leitwert G_e im Anodenkreis den Wert

$$G_{e\min} = 1{,}25\, \omega_h C_{ak} \quad (78)$$

haben muß, da man andernfalls kein reelles Übersetzungsverhältnis bekommt. Mit dieser Bezeichnung wird aus Gleichung (77)

$$\ddot{u}^2 = \frac{G_{e\min}}{G_e - G_{e\min}} \frac{C_{gk}}{C_{ak}} \quad (79)$$

Digitized by Google

Führt man diese Gleichung in die Gleichung (47) für die Spannungsverstärkung ein, so bekommt man

$$|v| = \frac{S}{G_e \ddot{u}} = \frac{S}{G_e}\sqrt{\frac{G_e - G_{e\min}}{G_{e\min}}}\sqrt{\frac{C_{ak}}{C_{gk}}}$$

$$= \frac{S}{G_{e\min}}\sqrt{\frac{C_{ak}}{C_{gk}}}\sqrt{\frac{\frac{G_e}{G_{e\min}} - 1}{\frac{G_e}{G_{e\min}}}} \qquad (80)$$

oder mit Gleichung (78)

$$v = \frac{S}{1{,}25\,\omega_h\sqrt{C_{gk}\,C_{ak}}}\sqrt{\frac{\frac{G_e}{G_{e\min}} - 1}{\frac{G_e}{G_{e\min}}}} \qquad (81)$$

Die Spannungsverstärkung setzt sich demnach aus zwei Faktoren zusammen, deren erster proportional

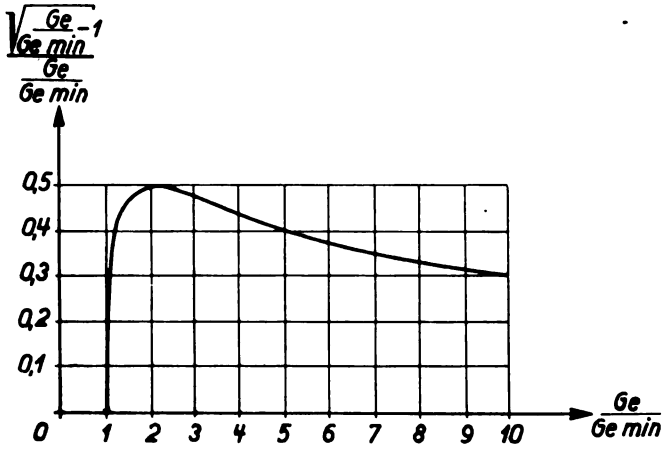


Bild 7.
Verstärkungsmaximum.

der Steilheit S und umgekehrt proportional der oberen Grenze ω_h des verzerrungsfrei zu verstärkenden Frequenzbandes ist. Der zweite Faktor enthält nur das Verhältnis des Leitwertes G_e zu seinem Mindestwert $G_e\min$, hat die in Bild 7 dargestellten Werte und zeigt bei

$$G_{e\,\mathrm{opt}} = 2\,G_{e\min} = 2{,}5\,\omega_h C_{ak} \qquad (82)$$

ein Maximum, in welchem er den Wert $^1/_2$ erreicht. Es ist interessant, daß der optimale, mit Gleichung (82) gegebene Leitwert unabhängig von der Steilheit der Röhre und direkt proportional der oberen Grenze ω_h des verzerrungsfrei verstärkten Frequenzbandes ist. Der Gleichung (82) entspricht nach Gleichung (77) ein Übersetzungsfaktor

$$\ddot{u}_{\mathrm{opt}} = \sqrt{\frac{C_{gk}}{C_{ak}}} \qquad (82a)$$

Man wird nun dieses Optimum nicht immer ausnutzen können, da es auf so kleine Werte des Durchgriffes führt, daß der Aufbau der Röhren unwirtschaftlich teuer und auch mechanisch nicht genügend stabil wird. Geht man deshalb zu größeren Leitwerten G_e über, so kann man die Gleichung (81) vereinfachen, indem man 1 neben $\frac{G_e}{G_{e\min}}$ vernachlässigt. Diese Vernachlässigung ist von etwa

$$G_e > 8\,\omega_h C_{ak} \qquad (83)$$

an mit einem Fehler von höchstens 10 v. H. für den Verstärkungsfaktor zulässig. Für größere Leitwerte wird somit

$$v = \frac{S}{\sqrt{G_e\,G_{e\min}}}\sqrt{\frac{C_{ak}}{C_{gk}}} = \frac{S}{\sqrt{1{,}25\,\omega_h C_{gk}\,G_e}} \qquad (84)$$

An anderer Stelle[14]) haben wir gezeigt, daß man bei Berücksichtigung der Nichtlinearität der Röhrenkennlinie ein Optimum der Verstärkung erhält, wenn man den Anodenwiderstand R_a zwei- bis dreimal so groß als den Nennwert des inneren Widerstandes wählt. Ist der Nennwert der Steilheit S_0, so wird dann, wie am angegebenen Orte abgeleitet wurde, mit dem Röhrendurchgriff D:

$$\frac{S}{\sqrt{G_e}} = 0{,}85\sqrt{\frac{S_0}{D}} \qquad (85)$$

Die Gleichung (84) geht somit in die Gleichung

$$|v| = 0{,}75\,\frac{1}{\sqrt{\omega_h C_{gk}}}\sqrt{\frac{S_0}{D}} \qquad (86)$$

über. Wir erhalten somit folgende Verstärkungsziffern:

Bei gegebenem Nennwert S_0 der Steilheit wählen wir den Anodenwiderstand R_a zwei- bis dreimal so groß als dem Nennwert des inneren Widerstandes entspricht. An dem hierdurch definierten Arbeitspunkt im Kennlinienfeld ist die Steilheit S gleich dem 0,7-fachen ihres Nennwertes, und der Leitwert G_e des Anodenkreises gleich dem Nennwert des inneren Leitwertes der Röhre. Dieser innere Leitwert muß größer sein, als dem Grenzwert

$$G_e > 1{,}25\,\omega_h C_{ak}$$

entspricht. Mit dem Optimalwert

$$G_e = 2{,}5\,\omega_h C_{ak}$$

der von der Steilheit unabhängig ist, ergibt sich eine optimale Verstärkung

$$v_{\mathrm{opt}} = \frac{S_0}{3{,}5\,\omega_h\sqrt{C_{ak}\,C_{gk}}} \qquad (87)$$

Der Leitwert G_e wird im allgemeinen bedeutend größer sein, als dem Optimalwert entspricht. Dann kann man näherungsweise mit einer Spannungsverstärkung

$$v = 0{,}75\,\frac{1}{\sqrt{\omega_h C_{gk}}}\sqrt{\frac{S_0}{D}} \qquad (88)$$

rechnen.

Um einige Zahlenwerte zu nennen, nehmen wir als obere Grenze des verzerrungsfrei zu übertragenden Frequenzbandes die Frequenz 10 kHz und als Kapazitäten die im wesentlichen durch die Eigenkapazitäten des Übertragers bestimmten Werte $C_{gk} = C_{ak} = 70\ \mu\mu$ F an. Damit wird nach Gleichung (82) der optimale Leitwert $G_{e\,\mathrm{opt}} = 10\ \mu$S, der Nennwert des inneren Widerstandes also $R_{io} = 100\,000$ Ohm, unabhängig von Durchgriff und Steilheit. Mit einem Nennwert der Steilheit von 1,4 mA/Volt, also

[14]) R. Feldtkeller und F. Strecker, Arch. f. Elektrot. 24, 1930, Heft 3.

Digitized by Google

einer Steilheit im Arbeitspunkte von 1 mA/Volt würde man eine 100fache Spannungsverstärkung erreichen. Hierzu wäre allerdings ein Durchgriff von 0,7% nötig. Da man den Durchgriff kaum unter 3% herabsetzen wird, würde man nach Gleichung (88) eine Spannungsverstärkung von etwa 80 erwarten können.

13. Hochfrequenzverstärker mit breitem verzerrungfrei verstärkten Frequenzband.

Bei Hochfrequenzverstärkern müssen wir die obere Grenze des verzerrungsfrei zu verstärkenden Frequenzbandes mit der kritischen Frequenz

$$\omega_h = \frac{C_{gk}\, G_e + C_{ga}\, S}{1{,}7\, C_{gk}\, C_{ak}}$$

zusammenfallen lassen. Wir müssen also den Anodenleitwert G_e nach der hieraus folgenden Gleichung

$$G_e = 1{,}7\, C_{ak}\, \omega_h - \frac{C_{ga}}{C_{gk}}\, S \qquad (89)$$

berechnen, in der wir bei genügend hoher Frequenzgrenze den zweiten Summanden gegenüber dem ersten vernachlässigen können:

$$G_e = 1{,}7\, \omega_h\, C_{ak} \qquad (90)$$

Diese Gleichung hat dieselbe Form wie die Gleichung (82) für den Anodenleitwert einer Niederfrequenzverstärkerkette. Nur der Zahlenfaktor ist jetzt kleiner, da bei Hochfrequenzverstärkern die Verstärkung bis zum 1,8fachen (gegen das 0,8fache beim Niederfrequenzverstärker) der Grenzfrequenz ω_0 verzerrungsfrei verläuft. Dieser besseren Ausnutzung des Verstärkers entsprechend kann der Anodenleitwert relativ kleiner gewählt werden.

Mit Gleichung (90) ergibt sich für das Übersetzungsverhältnis nach Gleichung (65) und (61)

$$\ddot{u}^2 = \frac{0{,}6\, \omega_h\, C_{gk}}{G_e - 0{,}6\, \omega_h\, C_{ak}} = \frac{0{,}6}{1{,}1}\, \frac{C_{gk}}{C_{ak}} \qquad (91)$$

und als Spannungsverstärkung nach Gleichung (47)

$$v = \sqrt{1{,}8}\, \frac{S}{G_e} \sqrt{\frac{C_{ak}}{C_{gk}}} = \frac{S}{1{,}3\, \omega_h \sqrt{C_{ak}\, C_{gk}}} \qquad (92)$$

Führt man hier wieder den dreifachen inneren Widerstand als Anodenwiderstand und mit ihm das 0,7fache des Nennwerts der Steilheit S_0 als Steilheit im Arbeitspunkt ein, so wird

$$|v| = \frac{S_0}{1{,}8\, \omega_h \sqrt{C_{gk}\, C_{ak}}} \qquad (93)$$

Der Vergleich der Gleichungen (93) und (87) zeigt, daß die Verstärkung für Hochfrequenz relativ dem doppelten Wert des Optimums für Niederfrequenz entspricht. Um bei einer oberen Grenze verzerrungsfreier Verstärkung von 1500 kHz, also rund $\omega_h = 10^7$, und bei primären und sekundären Gesamtkapazitäten von je 25 $\mu\mu$F eine 10fache Verstärkung zu bekommen, braucht man einen Nennwert der Steilheit von etwa 4,5 mA/Volt mit einem Anodenleitwert von $G_e = 400$ μS, also einem inneren Widerstand von 2500 Ohm. Der Durchgriff dieser Röhren müßte also etwa 10% betragen. Die Übertrager müßten einen Übersetzungsfaktor von etwa 1:1,4 haben.

Anhang.

Die Formel (33) der Neutralisationsimpedanz $\mathfrak{R}_N$ läßt sich elementar auf Grund des Satzes von der Ersatzstromquelle ableiten. Verschwindet nämlich für eine Stromquelle der Kurzschlußstrom, so ist die Stromergiebigkeit der Quelle ebenfalls gleich Null, und die an jeden beliebigen Abschlußwiderstand abgegebene Leistung verschwindet ebenfalls.

Als Bedingungsgleichung für die Neutralisationsimpedanz $\mathfrak{R}_N$ können wir also annehmen, daß der von einer sekundär an den Zwischenübertrager angelegten Spannung durch einen Kurzschlußleiter des vorhergehenden Gitters getriebene Strom verschwindet. Dieser Kurzschlußstrom besteht aus zwei voneinander unabhängigen Komponenten. Der eine Teilstrom fließt über den Zwischenübertrager und die Röhrenkapazitäten, der andere Teilstrom fließt über die Neutralisationsimpedanz. Beide Teilströme müssen entgegengesetzt gleich sein. Berechnet man sie nach dem in Bild 4 gegebenen Schaltbild auf elementare Weise mit Hilfe der Spannungsteilerformeln, so bekommt man eine mit Gleichung (33) identische Formel für die Neutralisationsimpedanz.

Zusammenfassung.

Die Anodenrückwirkung läßt sich in einer widerstandsübertragergekoppelten Verstärkerkette nach dem Neutralisationsprinzip beseitigen, wenn man als Neutralisationsimpedanz eine Reihenschaltung aus Kondensator, Induktivität und Widerstand zwischen die Gitter zweier aufeinanderfolgender Verstärkerröhren schaltet. Diese Schaltung neutralisiert das Verstärkerkettenglied im ganzen Frequenzbereich. Aus der Form der Neutralisationsbedingung läßt sich zeigen, daß diese Neutralisation unabhängig von den Scheinwiderständen erfolgt, zwischen denen das Verstärkerkettenglied eingeschaltet wird.

Die Verstärkungskurve des neutralisierten Verstärkerkettengliedes wird berechnet. In der Umgebung der oberen verzerrungsfrei verstärkten Frequenzgrenze ist die Verstärkung eine gebrochene Funktion dritten Grades der Frequenz, die sich einem Kreise um den Nullpunkt möglichst eng anschmiegen soll. Aus dieser Bedingung werden Regeln für die Bemessung des Verstärkers abgeleitet.

(Eingegangen am 16. November 1929.)

Digitized by Google

Ein Beitrag zur Darstellung der Frequenzabhängigkeit von Transformatorschaltungen für Niederfrequenzverstärkung.

Von **Heinrich Kafka**, Ladowitz.

Im Folgenden soll ein einfaches Verfahren für die graphische Darstellung der Frequenzabhängigkeit von Transformatorschaltungen für Niederfrequenzverstärkung auf Grund der Ersatzschaltung Bild 1 abgeleitet werden. Es ist dabei in üblicher Weise die

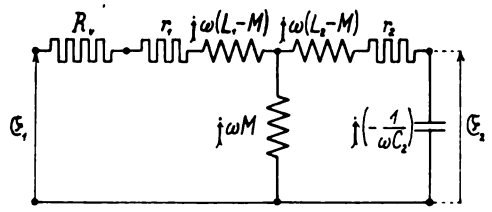


Bild 1.

Eigenkapazität der beiden Wicklungen auf der Sekundärseite konzentriert gedacht. Die gegenseitige Kapazität der beiden Wicklungen und die Eisenverluste sollen zunächst vernachlässigt werden. Die Untersuchung dieser Einflüsse bleibt einer besonderen Arbeit vorbehalten.

Bezeichnungen.

(1)
- $\mathfrak{E}_1, \mathfrak{E}_2$ Zeitvektoren der Primär- und Sekundärspannung,
- R_v Vorwiderstand außerhalb der Primärklemmen des Transformators,
- r_1 Wirkwiderstand der Primärwicklung,
- $R_1 = R_v + r_1$ Gesamter primärer Wirkwiderstand,
- L_1 Selbstinduktionskoeffizient (S. I. K.) der Primärwicklung,
- r_1 Wirkwiderstand der Sekundärwicklung,
- L_2 Selbstinduktionskoeffizient der Sekundärwicklung,
- C_2 Ersatzkapazität,
- M Gegenseitiger Induktionskoeffizient,
- $\omega = 2\pi f$ Kreisfrequenz.

Im Fall einer Röhrenschaltung ist die Spannung $\mathfrak{E}_1$ durch $V_R\,\mathfrak{E}_{g1}$ und $\mathfrak{E}_2$ durch $\mathfrak{E}_{g2}$ zu ersetzen, wobei $\mathfrak{E}_{g1}$ die Spannung am Gitter der dem Transformator vorgeschalteten Röhre, V_R ihren Verstärkungsfaktor und $\mathfrak{E}_{g2}$ die dem Gitter der nachfolgenden Röhre zugeführte Spannung bedeuten. Der Vorwiderstand R_v wird hier durch den inneren Widerstand R_i der Vorröhre dargestellt. Die Richtungen der beiden Zeitvektoren $\mathfrak{E}_{g1}$ und $\mathfrak{E}_{g2}$ hängen vom Wicklungssinn der Transformatorwicklungen und der Art ihrer Anschlüsse ab.

Für das Verhältnis der Primärspannung $\mathfrak{E}_1$ zur Sekundärspannung $\mathfrak{E}_2$ ergibt eine einfache Rechnung den Ausdruck

$$(2)\quad \left\{\begin{aligned}\frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{E}_2} &= \frac{j\omega C_2}{j\omega M}\left\{(R_1 + j\omega L_1)\left[r_2 + j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)\right] + \omega^2 M^2\right\}\\ &= \frac{C_2}{M}\left\{\frac{L_1}{C_2} + R_1 r_2 - \omega^2 (L_1 L_2 - M^2) + j\left[R_1 \omega L_2 + r_2 \omega L_1 - \frac{R_1}{\omega C_2}\right]\right\}.\end{aligned}\right.$$

Zur weiteren Umformung dieses Ausdrucks führen wir nach dem Vorgang von Riegger[1]) das Frequenzverhältnis

$$(3)\quad \eta = \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{f}{f_0}$$

ein, wobei

$$(4)\quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$$

die Resonanzkreisfrequenz des freischwingenden Sekundärkreises darstellt; ferner setzen wir nach Riegger

$$(5)\quad \begin{cases}\dfrac{R_1}{\omega_0 L_1} = D_1 & \text{Primäre Dämpfung bei der Bezugsfrequenz } f_0,\\[2ex] \dfrac{r_2}{\omega_0 L_2} = d_2 & \text{Sekundäre Dämpfung bei der Bezugsfrequenz } f_0,\end{cases}$$

und wie üblich

$$(6)\quad \begin{cases}\dfrac{M^2}{L_1 L_2} = \varkappa^2 & \text{Kopplungsfaktor,}\\ 1 - \varkappa^2 = \sigma & \text{Totaler Streufaktor.}\end{cases}$$

Wenn wir nun in der zweiten Gleichung (2) den Faktor $\frac{C_2}{M}$ mit $\omega_0^2 L_1 L_2$ multiplizieren und den Ausdruck in der geschlungenen Klammer durch $\omega_0^2 L_1 L_2$ dividieren, so erhalten wir für den vor der Klammer stehenden Faktor und die einzelnen Summanden des Klammerausdrucks nach Einführung der Verhältnisgrößen (3), (5) und (6) die folgenden Ausdrücke:

$$(7)\quad \begin{cases}\dfrac{C_2}{M}\omega_0^2 L_1 L_2 = \dfrac{L_1}{M} & \text{[nach (4)],}\\[2ex] \dfrac{L_1}{C_2}\dfrac{1}{\omega_0^2 L_1 L_2} = 1 & \text{[nach (4)],}\\[2ex] \dfrac{R_1 r_2}{\omega_0^2 L_1 L_2} = D_1 d_2 & \text{[nach (5)],}\\[2ex] \dfrac{\omega^2 (L_1 L_2 - M^2)}{\omega_0^2 L_1 L_2} = \eta^2 (1 - \varkappa^2) = \eta^2 \sigma & \text{[n. (3) u. (6)],}\\[2ex] \dfrac{R_1 \omega L_2}{\omega_0^2 L_1 L_2} = \eta D_1 & \text{[nach (3) und (5)],}\\[2ex] \dfrac{r_2 \omega L_1}{\omega_0^2 L_1 L_2} = \eta d_2 & \text{[nach (3) und (5)],}\\[2ex] \dfrac{R_1}{\omega C_2}\dfrac{1}{\omega_0^2 L_1 L_2} = \dfrac{D_1}{\eta} & \text{[nach (3), (4) und (5)].}\end{cases}$$

Wir wollen noch den Faktor $\frac{L_1}{M}$ [erste Gleichung

[1]) Vortragsreihe im Winter 1921 im Wernerwerk der Siemens & Halske A.-G., Berlin-Siemensstadt.

Digitized by Google

der Gleichungsgruppe (7)] umformen. Zu diesem Zweck zerlegen wir den S. I. K. L_1 wie folgt:

$$L_1 = S_1 + \frac{w_1}{w_2} M = S_1 + \frac{M}{u}. \tag{8}$$

Bezeichnungen.

$$\left\{\begin{array}{l} S_1 \text{ Primärer Streuinduktionskoeffizient,} \\ \frac{w_2}{w_1} = u \text{ Übersetzungsverhältnis der Windungszahlen,} \\ \frac{S_1}{\frac{w_1}{w_2} M} = \frac{u S_1}{M} = \sigma_1 \text{ Primärer Streufaktor.} \end{array}\right. \tag{9}$$

Damit wird

$$\frac{L_1}{M} = \frac{1+\sigma_1}{u}. \tag{10}$$

Nach Einsetzen der Ausdrücke (7) und (10) in die zweite Gleichung (2) erhalten wir schließlich die Formel

$$\frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{E}_2} = \frac{1+\sigma_1}{u}\left\{1 + D_1 d_2 - \eta^2\sigma + \mathrm{j}\left[\eta(D_1+d_2) - \frac{D_1}{\eta}\right]\right\}, \tag{11}$$

die wir der Untersuchung der Frequenzabhängigkeit zugrunde legen wollen.

Bei modernen Niederfrequenztransformatoren liegt der primäre Streufaktor σ_1 in der Größenordnung von 0,005, so daß dieser gegen 1 vernachlässigt werden kann. Da ferner in den meisten Fällen der Summand $D_1 d_2$ verschwindend klein ist, so können wir mit praktisch genügender Annäherung die folgende Gleichung benützen:

$$\frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{E}_2} \doteq \frac{1}{u}\left\{1 - \eta^2\sigma + \mathrm{j}\left[\eta(D_1+d_2) - \frac{D_1}{\eta}\right]\right\} = \frac{1}{u}\mathfrak{F}. \tag{12}$$

Bei einer Röhrenschaltung ist nach den früheren Bemerkungen $\mathfrak{E}_1$ durch $V_R \mathfrak{E}_{g1}$ und $\mathfrak{E}_2$ durch $\mathfrak{E}_{g2}$ zu ersetzen; es gilt dann die Gleichung

$$\frac{\mathfrak{E}_{g1}}{\mathfrak{E}_{g2}} \doteq \frac{1}{V_R u}\left\{1 - \eta^2\sigma + \mathrm{j}\left[\eta(D_1+d_2) - \frac{D_1}{\eta}\right]\right\} = \frac{1}{V_R u}\mathfrak{F}. \tag{13}$$

Für die Frequenzabhängigkeit der Spannungsverhältnisse $\frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{E}_2}$ bzw. $\frac{\mathfrak{E}_{g1}}{\mathfrak{E}_{g2}}$ ist einzig und allein der Ausdruck in der geschlungenen Klammer

$$\mathfrak{F} = 1 - \eta^2\sigma + \mathrm{j}\left[\eta(D_1+d_2) - \frac{D_1}{\eta}\right] \tag{14}$$

maßgebend. Bei Änderung des Frequenzverhältnisses $\eta = \frac{f}{f_0}$ beschreibt der Endpunkt des Vektors $\mathfrak{F}$ eine Kurve, die ein sehr eindrucksvolles Bild für die Frequenzabhängigkeit der untersuchten Anordnung darstellt.

Zahlenbeispiel.

Als Beispiel wollen wir den neuen Philips-Transformator mit der Röhre A 415 wählen, über welche Anordnung A. van Sluiters einen sehr interessanten Aufsatz[2]) veröffentlicht hat.

Daten der Röhre A 415.

Innerer Widerstand $R_i = 7500\ \Omega$,

Verstärkungsfaktor $V_R = \frac{1}{0{,}07} = 14{,}3$.

[2]) Monatsschrift von Philips-Prag 1929. S. 49-54 u. S. 105/114.

Daten des Transformators.

$u = 3$,
$r_1 = 4000\ \Omega$,
$L_1 = 28\ H$,
$r_2 = 60\,000\ \Omega$,
$L_2 = 250\ H$,
$C_2 = 100 \cdot 10^{-12}\ F$,
$\sigma = 0{,}01$

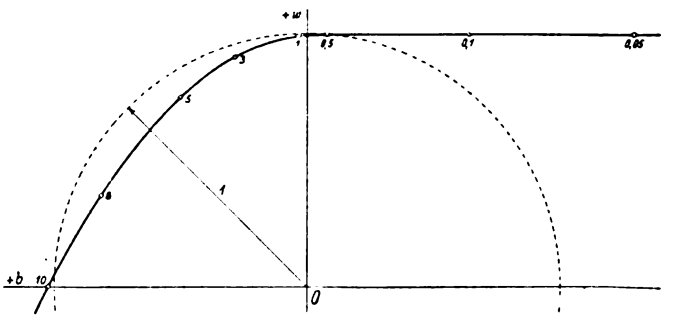


Bild 2.

Die Resonanzkreisfrequenz des frei schwingenden Sekundärkreises ist

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} = 6{,}33 \cdot 10^3$$

und die entsprechende Frequenz, die als Bezugsfrequenz dient,

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \doteq 1000.$$

Für die Dämpfungen bei der Bezugsfrequenz [s. Gleichungen (5)] ergeben sich die folgenden Werte:

$$D_1 = \frac{R_i + r_1}{\omega_0 L_1} = 0{,}065,$$

$$d_2 = \frac{r_2}{\omega_0 L_2} = 0{,}038.$$

In der nachstehenden Tabelle sind die für die Konstruktion der Ortskurve für den Vektor $\mathfrak{F}$ [s. Gleichung (14)] erforderlichen Zahlenwerte ausgerechnet.

f	$\eta = \frac{f}{f_0}$	$1 - \eta^2\sigma$	$\eta(D_1+d_2)$	$\frac{D_1}{\eta}$	$\eta(D_1+d_2) - \frac{D_1}{\eta}$	$\lvert\mathfrak{F}\rvert$
50	0,05	1	0,005	1,300	— 1,295	1,637
100	0,1	1	0,010	0,650	— 0,640	1,187
500	0,5	1	0,052	0,130	— 0,078	1,002
1000	1	0,99	0,103	0,065	0,038	1
3000	3	0,91	0,309	0,022	0,287	0,954
5000	5	0,75	0,515	0,013	0,502	0,903
8000	8	0,36	0,824	0,008	0,816	0,894
10000	10	0	1,030	0,007	1,023	1,023

In Bild 2 ist die Konstruktion der gesuchten Ortskurve durchgeführt. Die den einzelnen Werten des Frequenzverhältnisses $\eta = \frac{f}{f_0}$ entsprechenden Punkte werden erhalten, indem die Beträge $1 - \eta^2\sigma$ in Richtung der Wirkachse und die Beträge $\eta(D_1+d_2) - \frac{D_1}{\eta}$ in Richtung der Blindachse unter Berücksichtigung ihrer Vorzeichen aufgetragen werden. Die Verbindungslinie der so erhaltenen Punkte ergibt die

Digitized by Google

Ortskurve für die Frequenzabhängigkeit des Vektors $\mathfrak{F}$, die nach Gleichung (13) der Ortskurve für die Frequenzabhängigkeit des Spannungsverhältnisses $\frac{\mathfrak{E}_{g1}}{\mathfrak{E}_{g2}}$ proportional ist. Um die Spannungsverhältnisse $\frac{\mathfrak{E}_{g1}}{\mathfrak{E}_{g2}}$ selbst zu erhalten, müßten die dem Bild 2 entnommenen Vektoren $\mathfrak{F}$ mit dem konstanten Faktor $\frac{1}{V_R u}$ multipliziert werden.

Bei Verstärkerschaltungen ist man an dem Spannungsverhältnis

$$\frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}} \doteq \frac{V_R u}{1-\eta^2\sigma+\mathrm{j}\left[\eta(D_1+d_2)-\frac{D_1}{\eta}\right]} = \frac{V_R u}{\mathfrak{F}} \tag{15}$$

interessiert, das den Kehrwert des Verhältnisses $\frac{\mathfrak{E}_{g1}}{\mathfrak{E}_{g2}}$ darstellt. Die Ortskurve für die Frequenzabhängigkeit des Spannungsverhältnisses $\frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}}$ könnte durch Inversion der Ortskurve für den Vektor $\mathfrak{F}$ in bezug auf den Pol O erhalten werden, wobei die inversierten Vektoren noch mit dem konstanten Faktor $V_R u$ zu multiplizieren wären. Da es aber bei der akustischen Wirkung nur auf die Beträge $\left|\frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}}\right|$ der Spannungsverhältnisse und nicht auf ihre gegenseitige Phasenlage ankommt, kann man sich die Inversion ersparen. Für die Beträge dieser Spannungsverhältnisse gilt die Gleichung

$$\left|\frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}}\right| = \frac{V_R u}{|\mathfrak{F}|}. \tag{16}$$

Die Beträge $|\mathfrak{F}|$ sind aus der Ortskurve Bild 2 zu entnehmen (s. auch die letzte Spalte der Tabelle auf S. 57). Die Multiplikation ihrer Kehrwerte mit dem konstanten Faktor $V_R u$ ergibt nach (16) die gesuchten Beträge $\left|\frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}}\right|$ der Spannungsverhältnisse.

Die Darstellung der Frequenzabhängigkeit einer Schaltungsanordnung durch Ortskurven hat in Radiokreisen noch nicht die verdiente Würdigung gefunden[3]). Meist ist es üblich, die Beträge $\left|\frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}}\right|$ als Ordinaten in einem rechtwinkligen Koordinatensystem einzutragen, wobei für die in Richtung der Abszissenachse aufgetragenen Frequenzen f ein logarithmischer Maßstab verwendet wird. Der Übergang auf diese Darstellung, der mit Hilfe der Gleichung (16) bewerkstelligt werden kann, bietet natürlich gar keine Schwierigkeiten.

Der große Vorteil der Darstellung von Frequenzabhängigkeiten durch Ortskurven besteht darin, daß man den Einfluß von Änderungen leicht übersehen kann, was insbesondere für den Entwurf von Schaltungsanordnungen von Wichtigkeit ist. Wenn z. B. in der untersuchten Anordnung eine Röhre mit einem anderen inneren Widerstand verwendet werden soll, so ändert sich in der Gleichung (14) nur die Dämpfung D_1. Dies hat zur Folge, daß sich die Punkte der $\mathfrak{F}$-Kurve in Bild 2 parallel zur Blindachse verschieben. Bei einer Änderung des Streufaktors σ tritt dagegen eine Verschiebung der Kurvenpunkte parallel zur Wirkachse ein.

Diskussion des Kurvenverlaufs[4]).

Aus Bild 2 ist zu ersehen, daß die Ortskurve für die Frequenzabhängigkeit des Vektors $\mathfrak{F}$ in zwei charakteristische Abschnitte zerlegt werden kann. Für die Werte $\eta = 0{,}5 \to 0$ ($f = 500 \to 0$) geht die Kurve in eine Gerade über, die im Abstand 1 parallel zur Blindachse verläuft. Die Kurvenpunkte für die höheren Werte von η liegen dagegen auf einer Parabel.

Bei einer idealen Anordnung müßte der Betrag der Vektoren $\mathfrak{F}$ innerhalb des Bereichs der Tonfrequenzen konstant sein. Dieser Forderung würde eine Frequenzkurve entsprechen, die in dem genannten Bereich durch einen Kreis mit dem Mittelpunkt 0 und dem Halbmesser 1 ersetzt werden kann (in Bild 2 ist dieser Kreis gestrichelt eingezeichnet).

Aus dem Vergleich der beiden Kurven geht zunächst hervor, daß der ideale Kreis die tatsächliche Frequenzkurve in zwei Punkten, und zwar in der Nähe von $\eta = 0{,}5$ ($f = 500$) und $\eta = 10$ ($f = 10\,000$) schneidet. Die Kunst des Entwurfs besteht nun darin, den Verlauf der tatsächlichen Frequenzkurve durch entsprechende Wahl der Konstanten in einem möglichst großen Bereich der Tonfrequenzen dem idealen Kreis anzupassen. Selbstverständlich geht es dabei ohne Kompromisse nicht ab.

Bei den tiefen Frequenzen ($\eta < 0{,}1$, $f < 100$) kann in Gleichung (14) $\eta^2\sigma$ gegen 1 und $\eta(D_1 + d_2)$ gegen $\frac{D_1}{\eta}$ vernachlässigt werden. Für diese Frequenzen gilt daher die Näherungsgleichung

$$\mathfrak{F}(\eta < 0{,}1) \doteq 1 - \mathrm{j}\,\frac{D_1}{\eta} = 1 - \mathrm{j}\,\frac{R_1}{\omega L_1}. \tag{17}$$

Diese Gleichung stellt eine Gerade dar, die im Abstand 1 parallel zur Blindachse verläuft.

Aus Gleichung (17) folgt, daß die Beträge von $\mathfrak{F}$ mit abnehmendem η rasch zunehmen, was nach (16) eine entsprechende Abnahme der Beträge $\left|\frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}}\right|$ zur Folge hat. Die tiefen Frequenzen werden also mit anderen Worten bei der Wiedergabe geschwächt. Bezüglich der Verstärkung dieser Frequenzen muß ein Kompromis geschlossen werden. Wenn wir die Forderung stellen, daß eine bestimmte untere Grenzfrequenz f_u noch mit $p\%$ (Konstante ideale Verstärkung = 100 gesetzt) verstärkt werden soll, so darf der Betrag von $\mathfrak{F}$ nicht größer werden als $\frac{100}{p}$; aus der Bedingungsgleichung

$$\sqrt{1+\left(\frac{R_1}{\omega_u L_1}\right)^2} < \frac{100}{p}$$

folgt

$$\frac{R_1}{\omega_u L_1} < \sqrt{\left(\frac{100}{p}\right)^2 - 1}. \tag{18}$$

[3]) Vergleiche hierzu die Aufsätze des Verfassers „Ein Beitrag zur Theorie der Niederfrequenzverstärkung mit Widerstandskopplung" in der Zeitschrift für Hochfrequenztechnik 29, 39—45, 1927 und „Zur Niederfrequenzverstärkung mit Drosselspulenkopplung" in der gleichen Zeitschrift 31, 87—90, 1928.

[4]) Vergleiche hierzu den schon zitierten Aufsatz von A. van Sluiters.

Digitized by Google

Diese Formel besagt, daß das Verhältnis des gesamten primären Wirkwiderstandes $R_1 = R_2 + r_1$ zum primären Blindwiderstand $\omega_u L_1$ bei der Grenzfrequenz f_u den durch die Quadratwurzel bestimmten Betrag nicht überschreiten darf. Dieser Forderung wird praktisch dadurch Rechnung getragen, daß man für die Transformatorverstärkung Röhren mit kleinem inneren Widerstand verwendet und außerdem L_1 möglichst groß macht. Es ist aber dabei zu beachten, daß mit der Vergrößerung von L_1 auch der Wirkwiderstand r_1 der Primärwicklung und damit der klein zu haltende Gesamtwiderstand R_1 des Primärkreises anwächst. Bei der untersuchten Anordnung sind die Verhältnisse so gewählt, daß die Frequenz $f_u = 50$ noch mit ca. 60% verstärkt wird.

Für $\eta > 0{,}1$ $(f > 100)$ wächst der Einfluß des Summanden $\eta(D_1 + d_2)$, der in der Näherungsgleichung (17) vernachlässigt wurde. Bei $\eta = 0{,}5$ $(f = 500)$ schneidet die Frequenzkurve den idealen Kreis.

In dem Bereich $\eta = 0{,}5 \div 1$ $(f = 500 \div 1000)$ beginnt die Frequenzkurve vom idealen Kreis abzuweichen. Der Wert $\eta = 1$ $(f = 1000)$ entspricht nach (3) und (4) der Resonanz des frei schwingenden Sekundärkreises. Diese Resonanzlage darf bei einer richtig dimensionierten Transformatorschaltung nicht ausgeprägt sein.

In dem Bereich $\eta = 1$ $(f = 1000)$ bis zum zweiten Schnittpunkt der Frequenzkurve mit dem idealen Kreis ist der Betrag $\mathfrak{F}$ kleiner als 1; die Verstärkung dieses Frequenzbereichs ist daher größer, als sie dem idealen Kreis entsprechen würde.

Für $\eta > 5$ $(f > 5000)$ ist der Einfluß des Summanden $\frac{D_1}{\eta}$ in der Gleichung (14) zu vernachlässigen, so daß die Näherungsgleichung

$$\mathfrak{F}_{(\eta > 5)} \doteq 1 - \eta^2 \sigma + \mathrm{j}\,\eta (D_1 + d_2) \tag{19}$$

angewendet werden kann, die eine Parabel darstellt. Für

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{\sigma}} = 10 \quad (f = 10000) \tag{20}$$

verschwindet die Wirkkomponente von $\mathfrak{F}$, d. h. dieser Vektor fällt in die Blindachse. Nach (19) und (20) gilt für diesen Fall die Gleichung

$$\mathfrak{F}_u = \mathrm{j}\,\frac{1}{\sqrt{\sigma}}\,(D_1 + d_2). \tag{21}$$

Der dem Frequenzverhältnis $\eta = \frac{1}{\sqrt{\sigma}}$ entsprechende Schnittpunkt der Frequenzkurve mit der Blindachse spielt eine sehr wichtige Rolle. Bei unrichtiger Dimensionierung kann es nämlich vorkommen, daß dieser Punkt dem Ursprung O zu nahe rückt, so daß der Betrag von $\mathfrak{F}_u$ wesentlich kleiner als 1 ist. Es treten dann nach (16) in dem umliegenden Frequenzbereich unerwünschte Spannungserhöhungen auf der Sekundärseite ein, die die Qualität der Wiedergabe gefährden. Die geschilderte Spannungserhöhung stellt eine Resonanzerscheinung dar, die zum Unterschied von der Resonanzlage bei $\eta = 1$ $(f = 1000)$ als 2. Resonanz oder wegen ihres Zusammenhanges mit dem Streufaktor σ als Streuresonanz bezeichnet wird. Um Spannungserhöhungen bei der Streuresonanz zu vermeiden, darf sich der Betrag von $\mathfrak{F}_u$ in Gleichung (21) nicht wesentlich von 1 unterscheiden. Die Bedingung hierfür lautet

$$D_1 + d_2 = \sqrt{\sigma}. \tag{22}$$

Da die Dämpfung D_1 mit Rücksicht auf die Wiedergabe der tiefen Frequenzen einen gewissen Wert nicht überschreiten darf, so muß die Dämpfung $d_2 = \frac{r_2}{\omega_0 L_2}$ so groß gemacht werden, daß die Summe $D_1 + d_2$ die Gleichung (22) befriedigt. Die Vergrößerung von d_2 durch Verkleinerung des sekundären S. I. K. L_2 würde auf Kosten des Übersetzungsverhältnisses u gehen. Es bleibt also nichts anderes übrig, als den Wirkwiderstand r_2 der Sekundärwicklung entsprechend groß zu machen. Beim Philips-Transformator wurde zu diesem Zweck die Sekundärwicklung aus einer Nickellegierung mit hohem spezifischen Widerstand hergestellt, durch welche Maßnahme die Spannungserhöhungen bei der Streuresonanz, wie aus Bild 2 ersichtlich, in sehr vollkommener Weise unterdrückt wurden.

Für $\eta > 10$ $(f > 10000)$ nehmen die Beträge der Vektoren $\mathfrak{F}$ rasch zu und die Beträge $\frac{|\mathfrak{E}_{g2}|}{|\mathfrak{E}_{g1}|}$ dementsprechend ab. Dieser Abfall der höchsten Tonfrequenzen ist aber akustisch nicht mehr von Bedeutung.

Aus der Frequenzkurve der untersuchten Transformatorschaltung geht hervor, daß ihr Verlauf über einen sehr großen Bereich der Tonfrequenzen den praktischen Anforderungen vollauf entspricht, was natürlich in erster Linie auf die sehr geschickte Dimensionierung des Transformators zurückzuführen ist.

Wie eingangs bemerkt, wurden die gegenseitige Kapazität der beiden Wicklungen und die Eisenverluste nicht berücksichtigt. Diese Einflüsse machen sich hauptsächlich in dem Gebiet der hohen Tonfrequenzen bemerkbar, die akustisch nicht von so großer Bedeutung sind wie die Mittellage.

Zum Schluß sei noch kurz darauf hingewiesen, welchen Einfluß ein an die Sekundärklemmen des Transformators angeschlossener äußerer Wirkwiderstand R_2 auf den Verlauf der Frequenzkurve nimmt. In der Ersatzschaltung Bild 1 ist dieser Widerstand parallel zum Kondensator C_2 geschaltet zu denken. Der Leitwert dieser Parallelschaltung ist

$$\mathfrak{G}_2 = \mathrm{j}\,\omega C_2 + \frac{1}{R_2} = \mathrm{j}\,\omega C_2 \left(1 - \mathrm{j}\,\frac{1}{R_2\,\omega\,C_2}\right); \tag{23}$$

mit Einführung des Verhältnisses

$$\frac{R_2}{\omega_0 L_2} = A_2 \tag{24}$$

und des Frequenzverhältnisses $\eta = \frac{\omega}{\omega_0}$ läßt sich der Leitwert der Sekundärbelastung auf die folgende Form bringen:

$$\mathfrak{G}_2 = \mathrm{j}\,\omega C_2 \left(1 - \mathrm{j}\,\frac{1}{\eta A_2}\right). \tag{23a}$$

Wenn wir den Ausdruck (23a) für den Leitwert $\mathfrak{G}_2$ an Stelle von $\mathrm{j}\,\omega C_2$ in die Ausgangsgleichung (2a)

Digitized by Google

einführen, so erhalten wir nach einer kleinen Umformung die erweiterte Gleichung

$$(25)\quad \begin{cases} \dfrac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{E}_2} = \dfrac{C_2}{M}\left\{\dfrac{L_1}{C_2} + R_1 r_2 - \omega^2 (L_1 L_2 - M^2) + \mathrm{j}\left[R_1 \omega L_2 + r_2 \omega L_1 - \dfrac{R_1}{\omega C_2}\right]\right\} \\ \quad + \dfrac{C_2}{M}\left(-\mathrm{j}\dfrac{1}{\eta \Delta_2}\right)\left[R_1 r_2 - \omega^2 (L_1 L_2 - M^2) + \mathrm{j}(R_1 \omega L_2 + r_2 \omega L_1)\right]. \end{cases}$$

Der erste Teil dieses Ausdrucks stellt das Spannungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{E}_2}$ für den früher behandelten Fall ($R_2 = \infty$) dar, das mit $\frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{E}_2\,(R_2=\infty)}$ bezeichnet werden soll. Den zweiten Teil formen wir wieder mit Hilfe der Gleichungen (7) um, wobei sich der folgende Ausdruck ergibt:

$$\frac{1+\sigma_1}{u}\left(-\mathrm{j}\frac{1}{\eta \Delta_2}\right)\left[D_1 d_2 - \eta^2 \sigma + \mathrm{j}\,\eta (D_1 + d_2)\right] =$$

$$= \frac{1+\sigma_1}{u \Delta_2}\left[D_1 + d_2 + \mathrm{j}\left(\eta \sigma - \frac{D_1 d_2}{\eta}\right)\right].$$

Für das Spannungsverhältnis bei Anschluß eines äußeren Wirkwiderstands R_2 an die Sekundärklemmen des Transformators gilt demnach die Gleichung

$$(21a)\quad \frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{E}_2} = \frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{E}_{2(R_2=\infty)}} + \frac{1+\sigma_1}{u \Delta_2}\left[D_1 + d_2 + \mathrm{j}\left(\eta \sigma - \frac{D_1 d_2}{\eta}\right)\right].$$

In unserem Beispiel kann σ_1 gegen 1 vernachlässigt werden, ferner ist der Summand $\frac{D_1 d_2}{\eta}$ auch bei den tiefen Frequenzen so klein, daß er keine Rolle spielt. Der für die Darstellung der Frequenzabhängigkeit in Betracht kommende Vektor $\mathfrak{F}$ kann daher in der Form

$$(26)\quad \mathfrak{F} = \mathfrak{F}_{(R_2=\infty)} + \frac{1}{\Delta_2}(D_1 + d_2 + \mathrm{j}\,\eta \sigma)$$

geschrieben werden. Aus dieser Gleichung ist zu ersehen, daß sich die Endpunkte der Vektoren $\mathfrak{F}_{(R_2=\infty)}$ deren Ortskurve in Bild 2 dargestellt ist, bei Anschluß eines Wirkwiderstands R_2 an die Sekundärklemmen des Transformators um den konstanten Betrag

$$\frac{D_1 + d_2}{\Delta_2}$$

in Richtung der positiven Wirkachse und um den Betrag

$$\eta \frac{\sigma}{\Delta_2}$$

in Richtung der positiven Blindachse verschieben. Es sei dem Leser überlassen, den Einfluß von R_2 an Hand eines Zahlenbeispiels näher zu untersuchen. Durch geschickte Wahl dieses Widerstands kann der Verlauf der Frequenzkurve in einem großen Bereich einem Kreisbogen angepaßt werden, dessen Durchmesser allerdings etwas größer als 1 ist. Alle Maßnahmen zur Vergleichmäßigung der Frequenzkurve müssen mit einer gewissen Einbuße an Verstärkung erkauft werden.

Der Verfasser hofft durch seine Ausführungen gezeigt zu haben, wie zweckmäßig und fruchtbar die dargestellte Methode der Behandlung von Frequenzabhängigkeiten ist. Ein besonderer Vorzug ist, wie schon erwähnt, die Uebersichtlichkeit der Ortskurven, in denen der Einfluß von Schaltungsänderungen oder zusätzlichen Schaltungsgliedern leicht zum Ausdruck gebracht werden kann.

Zusammenfassung.

Zur Darstellung der Frequenzabhängigkeit einer aus Röhre und Niederfrequenztransformator bestehenden Verstärkungsstufe wird die Ortskurve ermittelt, die der Vektor des Spannungsverhältnisses $\frac{\mathfrak{E}_{g1}}{\mathfrak{E}_{g2}}$ ($\mathfrak{E}_{g1}$ Eingangs-Gitterspannung, $\mathfrak{E}_{g2}$ Ausgangs-Gitterspannung) bei veränderlicher Frequenz beschreibt. Durch Einführung von Verhältnisgrößen wird der Ausdruck für das Spannungsverhältnis auf eine sehr allgemeine Form gebracht, die den Entwurf von derartigen Schaltungsanordnungen erleichtert. Als Beispiel wird die Frequenzkurve für den neuen Philips-Transformator abgeleitet und eingehend diskutiert. Zum Schluß wird kurz auf den Einfluß hingewiesen, den ein an die Sekundärklemmen des Transformators angeschlossener äußerer Wirkwiderstand auf den Verlauf der Frequenzkurve nimmt.

(Eingegangen am 24. Oktober 1929.)

Phasenverhältnisse und Schwingungseinsatz bei einem Zweiröhrensystem nach Art der Leithäuser-Heegner-Schaltung.

Von **Manfred von Ardenne** und **Kurt Schlesinger**, Berlin.

Inhaltsübersicht.

Einleitung.
I. Versuchsanordnung.
II. Der Ersatz-Operator der Leithäuser-Schaltung.
III. Die Verbindung der Schaltung mit einem Schwingungskreis.
a) Die günstigste Phasendrehung.
b) Der günstigste Wirkwiderstand im Rückkopplungsweg.
IV. Amplitudensteigerung durch Rückkopplung.
V. Der Schwingungseinsatz.
a) Das Einsatzkriterium.
b) Praktische Folgerungen.
Zusammenfassung.

Digitized by Google

Die bekannte Zweiröhrenschaltung mit kapazitiver Rückkopplung wurde von ihren Urhebern bereits im Jahre 1921*) eingehend theoretisch und experimentell untersucht. Eine nochmalige Beschäftigung mit diesem System wird durch die etwas veränderte Sachlage gerechtfertigt. Während seinerzeit für die praktische Anwendung der Schaltung nur mittlere und lange Wellen in Frage kamen, ist es durch die gesteigerten Verstärkungsziffern aperiodischer Verstärker in Verbindung mit stark reduzierten Aufbaukapazitäten neuerdings möglich geworden, mit dieser Schaltung auch auf kurzen Wellen bis zu etwa 200 m herab Schwingungen zu erzeugen bzw. eine Entdämpfung

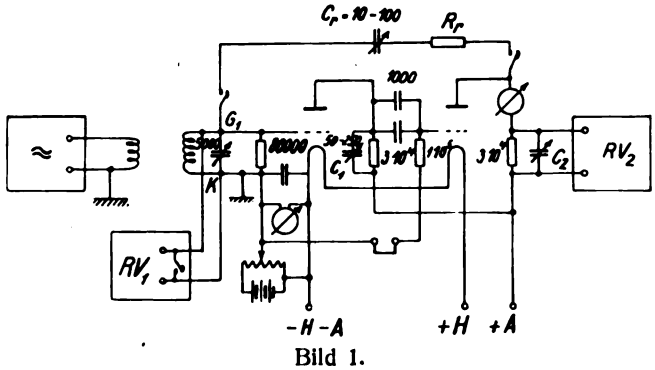


Bild 1.
Schaltung der Versuchsanwendung.

der Empfangskreise durchzuführen. Dabei konnte die Kapazität im Rückkopplungszweige bis auf Bruchteile eines Zentimeters reduziert werden. Während die Abweichung der angefachten Frequenz von der Resonanzfrequenz des Schwingungskreises, die bei der zitierten Arbeit noch merklich war, nunmehr an Bedeutung verliert, machte die praktische Durchbildung der Schaltung für Rundfunkempfangszwecke die theoretische Untersuchung der Phasenverhältnisse in den Anodenkreisen und im Rückkopplungszweig erforderlich. — Dem praktischen Zweck entsprechend kommt in der folgenden Arbeit das Experiment zur Prüfung der theoretischen Ergebnisse ausgiebig zur Sprache. Es werde daher mit einer Beschreibung der Versuchsanordnung begonnen:

I. Versuchsanordnung.

Da bei den hohen Frequenzen von 0,5—$1 \cdot 10^6$ Hertz, für welche die Schaltung zur Anwendung kommen sollte, die Herstellung definierter Anodenbelastungen infolge der Scheinkapazitäten nicht leicht ist, wurde für den Versuchsaufbau ein elektrisch vollkommen proportionales System für eine Betriebswelle von 15 000 m gewählt. Sämtliche Kapazitäten wurden im Verhältnis der späteren Betriebswelle zur Meßwelle, d. h. etwa wie 1 : 50 vergrößert. Bei dieser Meßfrequenz konnten daher die Aufbaukapazitäten gegenüber den konzentrierten mit geeichten Drehkondensatoren herstellbaren Kapazitäten vernachlässigt werden. Bild 1 zeigt die Schaltung der Versuchsanordnung. Bei Anodenwiderständen von 30 000 Ohm wurden mit den Kondensatoren C_1 und C_2 reproduzierbare Anodenbelastungen zwischen ca. 9° und 65° Phasenwinkel hergestellt. Der Rückkopplungskondensator C_r lag in Serie mit einem aus-

*) Über Schwingungserzeugung mittels zweier Elektronenröhren von G. Leithäuser und K. Heegner ds. Jahrb. 17, S. 21, 1921, Heft 1.

wechselbaren Hochohmwiderstand R_r. Die Schaltung ergab Selbsterregung bei einem durchschnittlichen Kapazitätswert von $C_r = 25$ cm. Die für Rundfunkzwecke zu wählende Schaltung kommt ganz entsprechend mit Rückkopplungskapazitäten von maximal 0,6 cm aus, die nur unter Anwendung von Abschirmung herstellbar sind. Eine Eichkurve eines solchen Kondensators, der die einzige wesentliche Abweichung der Hochfrequenzschaltung von der beschriebenen Mittelfrequenz-Meßordnung darstellte, wird in Bild 2 wiedergegeben. — Die

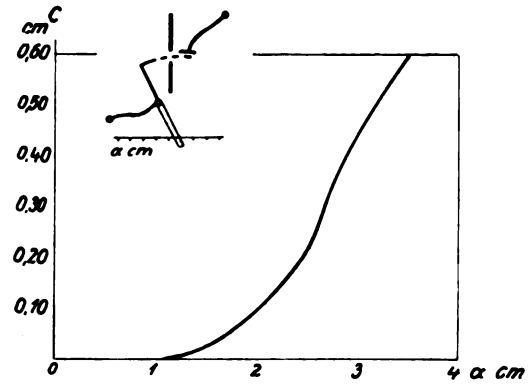


Bild 2.
Eichkurve eines abgeschirmten Rückkopplungskondensators.

eigentliche Messung erstreckte sich einerseits auf die Untersuchung der Spannungssteigerung bei Entdämpfung der Kreise und extrem loser Kopplung mit einem abgestimmten Meßsender, indem mittels des Röhrenvoltmeters RV_1 die Spannung am Gitterschwingungskreis in Abhängigkeit

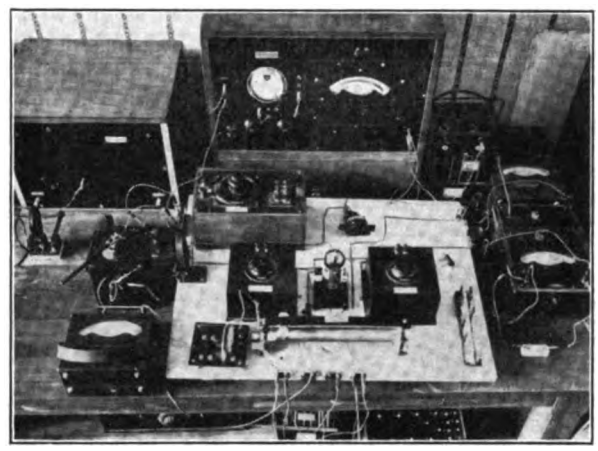


Bild 3.
Gesamtansicht der Versuchsanordnung.

vom Werte der Rückkopplungskapazität C_r gemessen wurde. Dabei konnten als Parameter die Gittervorspannung und die Belastungsphasen beider Röhren sowie der Serienwirkwiderstand im Rückkopplungszweige variiert werden. Außerdem war aus diesen Kurven ersichtlich, ob die Schwingungen hart oder weich einsetzten (springen). Bei schwingender Schaltung wurde in derselben Anordnung der Ziehbereich als Differenz der zum Ein- und Aussetzen der Schwingungen gehörigen Kondensatorstellung von C_r ermittelt. Eine Gesamtansicht der Schaltung mit den

Digitized by Google

verwendeten Röhrenvoltmetern zeigt Bild 3. Als Röhre wurde ein Zweisystemrohr von Loewe benutzt, bei dem an Stelle der Hochohmwiderstände direkte Durchführungen vorhanden waren. (Spezial-Kurzwellen-Röhre.) Da die Systeme dieser Röhre dieselben sind wie bei den Ausführungen mit eingebauten Hochohmwiderständen, so ließen sich die Ergebnisse der Untersuchung ohne weiteres auf die beabsichtigte Anwendung der Zweifach-Hochfrequenzröhre in dieser Schaltung übertragen.

II. Der Ersatz-Operator der Leithäuser-Schaltung.

Für die Aufstellung von Selbsterregungsbedingungen sowie für die Entdämpfung fremderregter Kreise ist es von Wert, den äquivalenten komplexen Operator zu kennen, welcher, zwischen den Punkten G_1 und K der Schaltung (Bild 1) angebracht, dieselbe elektrisch ersetzt. Dieser wird stark amplitudenabhängig sein. In dem Ersatzschema von Bild 4 kommt diese Amplitudenabhängigkeit in ihrer Wirkung auf die Verstärkung der Röhren nach Größe und Phase zum Ausdruck. Soweit sie sich auf den Eingangswiderstand des ersten Rohres auswirkt, werde sie rechnerisch zu den Verlustwiderständen parallel gelegter Schwingungskreise hinzugerechnet.

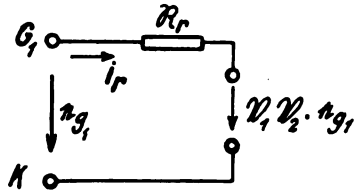


Bild 4.
Ersatzschema der Schaltung.

Unter diesen Umständen ergibt sich aus Bild 4:

$$e_{g_1} = i_r \Re_r + e_{a_2}\,;\quad e_{a_2} = \mathfrak{V}_1 \mathfrak{V}_2 e_{g_1} \qquad (1)$$

Daraus folgt in einfacher Weise der Ersatzwiderstand $\Re'$ der Anordnung zu:

$$\Re' = \frac{e_{g_1}}{i_r} = -\frac{\Re_r}{\mathfrak{V}_1 \mathfrak{V}_2 - 1} \qquad (2)^*)$$

Hierin sind $\mathfrak{V}_1$ und $\mathfrak{V}_2$ die komplexen Verstärkungen der einzelnen Röhren, und $\Re_r$ der Operator des Rückkopplungsweges. Für die Verstärkung der einzelnen Stufe ist nun aber folgendes zu schreiben:

$$\mathfrak{V} = |\mathfrak{V}|(\cos\psi + \mathrm{j}\sin\psi);\ |\mathfrak{V}_{(\psi)}| = |\mathfrak{V}_{(\psi=0)}|\cdot\cos\psi \quad (3)$$

Darin ist ψ die Phasenverschiebung zwischen Eingangs- und Ausgangsspannung. Zu der Belastungsphase φ der Anodenbelastung $\Re_a$, welche durch $\mathrm{tg}\,\varphi = -R_a\,\omega\,C$ gegeben wird, steht die Spannungsphase bekanntlich, wenn $\Re_a$ aus einer Parallelschaltung von R und C besteht, in folgender Beziehung:

$$\mathrm{tg}\,\psi = \frac{R_i}{R_a + R_i}\cdot\mathrm{tg}\,\varphi$$

Es werde nunmehr angenommen, daß der Rückkopplungsweg $\Re_r$ aus einem Wirkwiderstand in Serie mit einem Blindwiderstand gebildet sei. Er hat dann die Form:

$$\Re_r = a + \mathrm{j}\,b \qquad (4)$$

worin $b < 0$ bei kapazitiver, $b > 0$ bei induktiver Last ausfällt. Wird dies in (2) eingesetzt, so erhält man, abgesehen von einem positiv reellen Faktor, für die Wirkkomponente des Ersatzwiderstandes bei kapazitiver Rückkopplung folgendes:

$$sg\,(R_e(\Re')) = -a\,(|\mathfrak{V}_1\mathfrak{V}_2|\cos\psi_{12} - 1) - b\cdot|\mathfrak{V}_1\mathfrak{V}_2|\sin\psi_{12}, \qquad (5)^2)$$

worin $\psi_{12} = \psi_1 + \psi_2$ ist.

Soll die Schaltung parallel gelegte Verlustwiderstände ausgleichen, so muß dieser Realteil negativ sein. Aus dieser Bedingung folgen sogleich drei wichtige Ergebnisse:

1. Bei rein kapazitiver Rückkopplung, d. h. bei $a = 0$, $b < 0$ in (4) muß die Gesamtphasendrehung der Zweiröhrenanordnung, $\psi_1 + \psi_2$, negativ sein. Dies ist der Fall, wenn die Anodenkreise kapazitiv belastet sind. — Bei induktiver Gesamtdrehung tritt Dämpfung des Eingangskreises ein.

2. Bei rein Ohmscher Verstärkung und verschwindender Wirkkomponente im Rückkopplungszweig läßt sich kein negativer Wirkwiderstand herstellen[1]).

3. Ein Wirkwiderstand im Rückkopplungszweige bringt bei Gesamtphasendrehungen zwischen $-90°$ und $+90°$, solange die Wirkkomponente der Verstärkung größer als 1 ist, eine negative Wirkkomponente an der Eingangsseite des Systems hervor.

Das letzte Ergebnis ist besonders bemerkenswert und wird durch Messungen weiter unten bestätigt werden.

III. Die Verbindung der Schaltung mit einem Schwingungskreis.

Unter Zugrundelegung einer Serienschaltung eines Ohmschen Widerstandes R_r und einer Kapazität C_r im Rückkopplungszweige, wodurch sich also der Rückkopplungsoperator zu

$$\Re_r = R_r - \frac{\mathrm{j}}{\omega\,C_r} \qquad (6)$$

ergibt, sollen nunmehr die Selbsterregungsbedingungen bei Anschluß des Systemes an einen Gitter-

*) (2) gilt unter der Annahme, daß der den Rückkopplungszweig durchfließende Strom i_r verschwinde gegen den Anodenwechselstrom der letzten Stufe. Diese Annahme ist bei den Dimensionen der vorliegenden Schaltung erfüllt. Ist dies nicht der Fall, so tritt auf der rechten Seite von (2) der Summand

$$-\frac{\Re_a(1 - D_2\mathfrak{V}_2)}{\mathfrak{V}_1\mathfrak{V}_2 - 1}$$

hinzu. Da seine Berücksichtigung außer einer Erschwerung der Diskussion nichts wesentliches ergibt, werde die Form (2) beibehalten.

[1]) Diese Bemerkung gilt allerdings nur unter der zu (2) gemachten vereinfachenden Annahme: $i_r \ll i_{a_2}$.

[2]) sg bedeute das Vorzeichen von $R_e(\Re')$.

Digitized by Google

schwingungskreis ermittelt werden. Ist

$$\frac{1}{\mathfrak{R}} = \frac{1}{R_v} + \mathrm{j}\omega C + \frac{1}{\mathrm{j}\omega L} \qquad (7)$$

die Leitfähigkeit des Schwingungskreises, so lautet die Selbsterregungsbedingung:

$$\frac{1}{\mathfrak{R}} + \frac{1}{\mathfrak{R}'} \cdots \leqq 0 \qquad (8)$$

Daraus leitet man die folgenden zwei Beziehungen ab:

a) die Einsatzbedingung:

$$\frac{1}{R_v} \leqq -\sin\psi_{12}\,|\mathfrak{B}_1\mathfrak{B}_2|\,\omega C_r + \\ + R_r(\omega C_r)^2 \cdot \left[|\mathfrak{B}_1\mathfrak{B}_2|\cos\psi_{12} - 1 - \frac{R_r}{R_v}\right] \qquad (9)$$

b) die Frequenzbeziehung:

$$\omega^2 = \frac{{\omega_0}^2}{1 + \frac{C_r}{C}\left[|\mathfrak{B}_1\mathfrak{B}_2|\cos\psi_{12} - 1 - \frac{R_r}{R_v}\right]}, \qquad (10)^{*)}$$

worin ${\omega_0}^2 = \frac{1}{L\,C}$ die Eigenfrequenz des Kreises ist. Wegen der Kleinheit des Verhältnisses $C_r : C$ von etwa 1% ist die Frequenzverschiebung nach (10) fast unmerklich. Sie liegt etwa in der gleichen Größenordnung wie $C_r : C$ (einige Prozent) und ist stets einseitig im Sinne einer Frequenzverringerung, da der Klammerausdruck im Nenner nicht negativ werden darf (s. u. IIIb). Von großer Bedeutung ist dagegen die Beziehung (9), in der man sich demnach für ω die Resonanzfrequenz des Schwingungskreises zu denken hat. Die Diskussion dieser Gleichung möge zunächst einmal von dem Falle einer rein kapazitiven Rückkopplung ausgehen, d. h. es werde $R_r = 0$ gesetzt.

a) Die günstigste Phasendrehung.

Für verschwindende Wattkomponente R_r im Rückkopplungszweige ergibt sich aus (9) bei kapazitiver Anodenbelastung, d. h. $\Psi_{12} < 0$, die Beziehung:

$$\sin\psi_{12}\,|\mathfrak{B}_1\mathfrak{B}_2|\,\omega C_r \geq \frac{1}{R_v} \qquad (9a)$$

Bei gegebener Rückkopplungskapazität C_r durchläuft die Anfachung durch das Röhrensystem als Funktion der Phasendrehung $\psi_{12} = \psi_1 + \psi_2$ ein Maximum, da die Gesamtverstärkung ja auch von ψ abhängt. Um dieses zu finden, werden vermöge der Beziehung:

$$|\mathfrak{B}_{(\psi)}| = |\mathfrak{B}_{(\psi=0)}| \cdot \cos\psi \qquad (3)$$

die Verstärkungen bei einer Anodenbelastung von $\operatorname{tg}\varphi = \left(1 + \frac{R_a}{R_i}\right)\operatorname{tg}\psi$ auf die rein Ohmsche Verstärkung $\mathfrak{B}_0$ zurückgeführt. Man kommt dann mit einem Kleinstwert der Rückkopplungskapazität aus, wenn:

$$\sin(\psi_1 + \psi_2) \cdot \cos\psi_1 \cdot \cos\psi_2 \cdot |\mathfrak{B}_{1_0} \cdot \mathfrak{B}_{2_0}|$$

ein Optimum wird. Es zeigt sich, daß dieses erreicht wird, wenn $\psi_{12} = 60°$ ist, etwa gleiche Belastungsphasen ψ in beiden Anodenzweigen vorausgesetzt. Berücksichtigt man auch noch einen Serienwiderstand hinter C_r, so verschiebt sich die günstigste Phase zu etwas kleineren Werten. Bild 5 b zeigt den

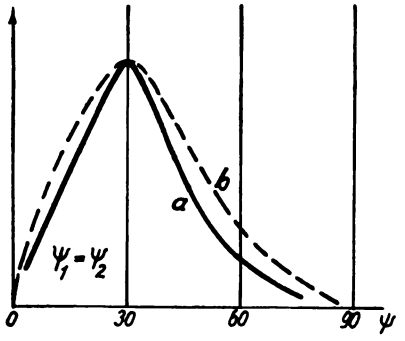


Bild 5.
Anfachung als Phasenfunktion theoretisch.
$a: \frac{A}{A_0} = f(\psi)$ $b: R_e(\mathfrak{R}') = f(\psi)$

Verlauf des Realteiles des Ersatzwiderstandes R' als Funktion der Spannungsphase ψ, wie er sich aus (9a) theoretisch ergibt. Dabei ist der Einfachheit halber $\psi_1 = \psi_2$ angenommen. Die zweite gleichzeitig in Bild 5 sichtbare Kurve a stellt die meßbare Rückkopplungsverstärkung als Funktion des Phasenwinkels dar. Diese wurde mit Hilfe der erst später in Abschnitt IV abzuleitenden Beziehung (14) gewonnen, wobei $R_v = 2 \cdot R'_{opt}$ angesetzt wurde. Letztere Kurve kann direkt mit den Versuchskurven Bild 6

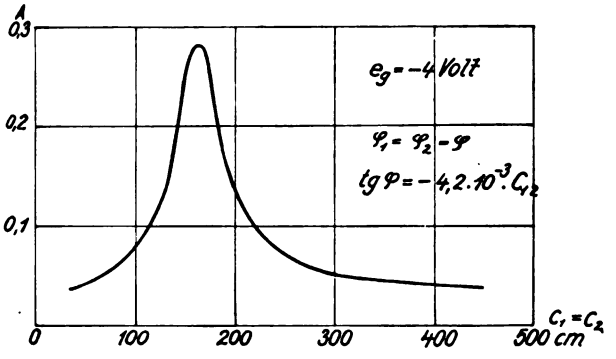


Bild 6.
Entdämpfung als Phasenfunktion.

bis 8 verglichen werden. Die theoretischen Voraussagen lassen sich also wie folgt zusammenfassen:

Bei gegebener Rückkopplungskapazität und veränderlicher Belastungsphase in den Anodenkreisen der Röhren durchläuft die Entdämpfung des Schwingungskreises ein Maximum. Die günstigste Gesamtdrehung beträgt bei verschwindender Wattkomponente der Rückkopplung $-60°$. Bei nichtverschwindender Wirkkomponente liegt sie etwas

*) Sieht man in Gleichung 10 vom Einfluß des Wirkwiderstandes R_r ab, so besagt sie, daß sich zur Schwingungskreiskapazität C eine Scheinkapazität vom Betrage:

$$C_r[|\mathfrak{B}_1\mathfrak{B}_2|\cos\psi - 1]$$

parallel gelegt hat. Es ist bemerkenswert, daß dieser Ausdruck formal identisch ist mit dem Werte der Scheinkapazität, welcher aus der Gitter-Anode-Rückwirkung auf Grund einer Gitter-Anode-kapazität vom Betrage C_r bei einer Gesamtverstärkung $V = |\mathfrak{B}_1\mathfrak{B}_2|$ und einem Phasenwinkel ψ in einer einzigen Röhre resultieren würde.

Digitized by Google

niedriger. Die Gesamtdrehung erscheint dabei als Summe der Einzeldrehungen. Der Verlauf der Anfachung als Funktion der einzeln variierten Belastungsphasen ist daher identisch.

Diese Aussagen ließen sich experimentell gut bestätigen. Bild 6 zeigt den Verlauf der Verstärkung und damit den der Entdämpfung (s. Abschnitt IV) als Funktion des Phasenwinkels φ, wobei beide Phasenwinkel gleichzeitig verändert und einander angeglichen wurden. Gitterströme sind nicht vorhanden, da $e_g = -4$ Volt war. Das ausgeprägte Maximum liegt in der Tat in Bild 6 bei $\varphi = -33{,}7°$, entsprechend

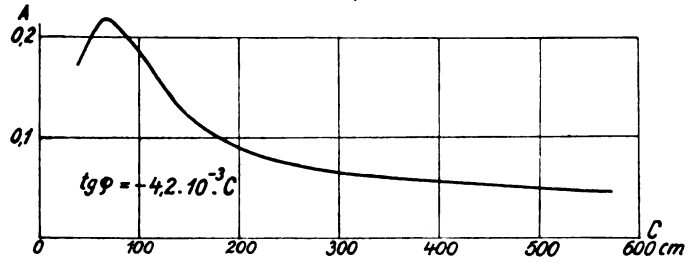


Bild 7.
Entdämpfung als Phasenfunktion: $R_r = 0{,}3 \cdot 10^6\ \Omega$; $\varphi_1 = \varphi_2$.

einer Spannungsphase φ von ca. 30° pro Stufe. Demgegenüber hat sich in Bild 7 ebenfalls in Übereinstimmung mit der Theorie, das Maximum auf $-16°$ reduziert, da bei dieser Kurve eine Wirkkomponente von $0{,}3 \cdot 10^6$ Ohm, in Serie mit dem Rückkopplungskondensator lag. Die Gleichartigkeit im Kurvenverlauf bei Einzelveränderung der Belastungsphase in der ersten oder zweiten Stufe allein findet in Bild 8 ihre

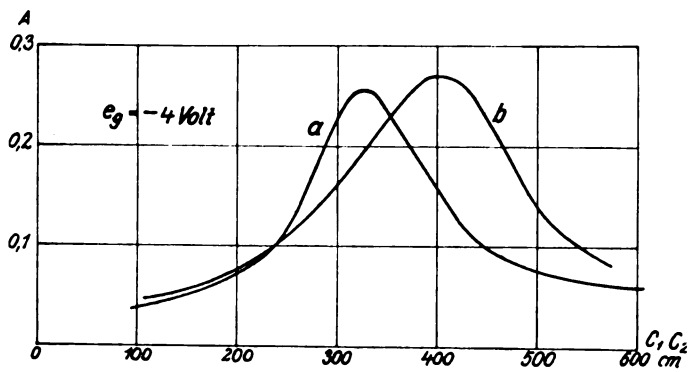


Bild 8.
Entdämpfung von Phasenfunktion:
a) $\varphi_1 = \text{const}$, φ_2 var; b) $\varphi_2 = \text{const}$, φ_1 var.

Bestätigung. Daß die Maxima nicht ganz zusammenfallen, ist durch zusätzliche kapazitive Belastung des zweiten Systems durch den Rückkopplungsweg erklärt.

Eine wichtige praktische Folgerung der gefundenen Gesetzmäßigkeit ergibt sich, wenn man bedenkt, daß beim praktischen Betriebe bei veränderlicher Betriebswellenlänge der Fall von Bild 6 gegeben ist. Es handelt sich doch dann um eine mit steigender Frequenz in beiden Anodenwiderständen gleichzeitig zunehmende Blindkomponente über konstanter Wirkkomponente. Die Möglichkeit, mit rein kapazitiver Rückkopplung Schwingungen zu erzeugen, hört allerdings erst bei einer Gesamtphasendrehung von $-180°$ gemäß Gleichung 9a auf.

Dieser Fall kann praktisch nicht vorkommen, solange das Verhältnis $R_a : R_i$ überhaupt noch endlich ist. Vorher ergibt sich aber eine Grenze für die Phasendrehung und damit eine unterste Betriebswellenlänge λ_{min} der Schaltung aus folgender Ueberlegung: Mit zunehmender Phasenverschiebung $\psi_1 + \psi_2$ werden immer größere Kapazitäten C_r erforderlich. Damit steigt aber nach (10) die Verstimmung. Praktisch dürften etwa 10% Abweichung der Schwingungsfrequenz von der Resonanzfrequenz des Eingangskreises das höchst zulässige Maß darstellen. Das würde etwa bedeuten: $C_{r(\lambda\,min)} = 10 \cdot C_{r(\lambda\,opt)}$. Dieser Fall tritt nach 9a und der Anfachungskurve 5 etwa dann ein, wenn die Gesamtdrehung 150° geworden ist. Daraus folgt unter Annahme gleich großer Phasenverschiebungen in den beiden Stufen aus der Beziehung

$$\operatorname{tg} \psi = R_a\, \omega\, C_p = \left(1 + \frac{R_a}{R_i}\right) \cdot \operatorname{tg} \varphi \qquad (12)$$

mit $\operatorname{tg} \frac{150}{2} = 3{,}75$ folgende höchste Betriebsfrequenz:

$$\omega_{max} = 3{,}75 \cdot \frac{9 \cdot 10^{11}}{5} \cdot \frac{1}{30000} = 2 \cdot 10^7 \text{ (Hertz)}.$$

Dem entspricht eine Grenzwelle von $\lambda_{min} = 100$ m. Darin ist mit einem bei Mehrfachröhren erzielbaren Aufbaukapazitätswert von $C_p = 5$ cm und $R_a = 30\,000$ Ohm gerechnet worden. Gleichzeitig wurde $\frac{1}{R_i}$ gegen $\frac{1}{R_a}$ vernachlässigt. Eine Verkleinerung der unteren Grenzwelle über diesen Wert hinaus wäre, da sich C_p nur schwer weiter reduzieren läßt, nur durch Verringerung von R_a erzielbar. Dadurch wird jedoch die Gesamtverstärkung leicht soweit reduziert, daß mit kleinen C_r keine Selbsterregung mehr möglich ist. Ein anderes Mittel besteht in der Verwendung einer rückdrehenden Induktivkomponente in den Anodenzweigen und ist solange wirksam, als sich überhaupt noch gute Gesamtverstärkung herstellen läßt. Das ist aber bei der vorliegenden Schaltung und entsprechend kapazitätsarmem Aufbau noch bei zirka 100 m Wellenlänge der Fall. — Wenn die zweite Röhre durch einen Resonanzkreis belastet ist, so läßt sich auch noch bei Kurzwellen eine gute Gesamtverstärkung herstellen. In dieser Abänderung ist die Schaltung dann noch unter 100 m schwingfähig, zumal sich automatisch eine günstige Gesamtdrehung ψ einstellt. Mit den soeben eingeführten Zahlen ergibt sich ferner $\lambda = 475$ m als optimale Welle mit größter Schwingneigung. Bei noch längeren Wellen werden infolge abnehmender Phasenverschiebungen wieder größere Rückkopplungskapazitäten erforderlich. Bei 1800 m Wellenlänge hat man nur noch eine Belastungsphase von zirka 9° pro Stufe entsprechend einer Gesamtdrehung von ca. $-15°$. Nach Gleichung 9a sind dementsprechend größere Rückkopplungskapazitäten erforderlich, was auch Beobachtungen am Empfänger ergaben.

b) Der günstige Wirkwiderstand im Rückkopplungsweg.

Die Erscheinung, daß durch Ohmsche Widerstände im Rückkopplungszweige die Anfachungswirkung des

Digitized by Google

Systemes verbessert werden kann, erscheint von großem Interesse. Die von der Theorie in Gleichung 9 vorausgesagte Wirkung für $R_r \neq 0$ ließ sich tatsächlich in all ihren Teilen experimentell bestätigen. Es mögen noch einige Einzelangaben gemacht werden. Offensichtlich muß für R_r hinsichtlich der entdämpfenden Wirkung ein Optimum existieren, da für sehr große R_r der Widerstand des Rückkopplungszweiges immer mehr einer völligen Trennung von Eingangs- und Ausgangsseite gleichkommt. In Gleichung 9 kommt dies dadurch zum Ausdruck, daß der Faktor von $(\omega C_r)^2$ als Funktion von R_r bei gegebenem Verlustwiderstand R_v an der Eingangsseite ein Maximum hat.

Am übersichtlichsten gestaltet sich die Diskussion in diesem Falle bei Betrachtung einer rein Ohmschen Verstärkung, d. h. $\psi_{12} = 0$. Dann muß die rechte Seite von 9b:

$$\frac{1}{R_v} \leq (\omega C_r)^2 \left[R_r (|\mathfrak{V}_{1_0} \mathfrak{V}_{2_0}| - 1) - \frac{R_r^2}{R_v} \right] \qquad (9b)$$

möglichst groß werden. Dies ist bei gegebenem C_r der Fall für:

$$R_{r\,opt} = \frac{R_v}{2} (|\mathfrak{V}_{1_0} \mathfrak{V}_{2_0}| - 1) \qquad (13)$$

Für $R_r = 0$ und für $R_r = 2 \cdot R_{r\,opt}$ erhält man keine Anfachung im Ohmschen Falle, während bei noch größeren R_r eine dämpfende Wirkung zu erwarten ist.

Zahlenmäßig kommt der günstigste Wert für R_r ungefähr dem Blindwiderstand der Rückkopplungskapazität gleich. Die Frequenzabhängigkeit von $R_{r\,op}$ ist nicht so groß, wie es bei Betrachtung von 13 auf den ersten Blick erscheint. Es ist ja zu bedenken, daß nach Messungsergebnissen[1]) der Verlustwiderstand von durch Röhren belasteten Schwingungskreisen mit der Wellenlänge abnimmt, während gleichzeitig die Verstärkung infolge verringerter Blindlast ansteigt. Da beide Einflüsse einander in 13 entgegenarbeiten, läßt sich doch ein brauchbarer Mittelwert für R_r angeben. Rechnet man im Durchschnitt mit Parallelwiderständen von 80—100 000 Ohm an der Eingangsseite, so kommt man bei den erreichbaren Verstärkungen von etwa 5 pro Stufe auf Werte in der Größenordnung von 0,5 bis 2 Megohm für R_r. Eine genaue Berechnung erscheint wegen der verhältnismäßig starken Frequenzabhängigkeit von R_r unangebracht.

Auf eine weitere Wirkung einer Ohmschen Komponente im Rückkopplungszweige auf den Verlauf der Verstärkung der Resonanzamplitude in Abhängigkeit von der Rückkopplungskapazität wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

Die experimentellen Untersuchungen ergaben die Kurven von Bild 9. Darin ist bei konstant gehaltener Belastungsphase die Spannung am Schwingungskreise als Funktion der Rückkopplungskapazität C_r bei verschiedenen Serienwiderständen R_r aufgenommen worden. Bei $R_r = 0$ ließ sich in dem wiedergegebenen Kapazitätsbereich überhaupt keine Entdämpfung beobachten. Bei etwa 25 cm Kapazität erfolgte ein Schwingungseinsatz hart und plötzlich. Bei größeren Serienwiderständen R_r ist eine wesentliche Verbesserung des Anfachungsverlaufes festzustellen. Aufgenommen sind Werte bis 0,5 Megohm. Letzterer Wert stellt gleichzeitig im vorliegenden Falle $R_{r\,opt}$ dar. Schon bei 0,6 Megohm verlief die Kurve etwa so, wie es bei 0,4 Ohm in Bild 9 eingezeichnet ist, um bei noch größeren Werten schnell weiter zu verflachen.

Bild 9 ist bei kleinstmöglicher Belastungsphase φ aufgenommen. Dann tritt der Effekt am deutlichsten hervor, während in Uebereinstimmung mit (9) bei starker Phasendrehung ψ die kapazitive Rückkopplung gegenüber der durch R_r bewirkten mehr hervortritt. Qualitative Versuche bestätigen auch dieses.

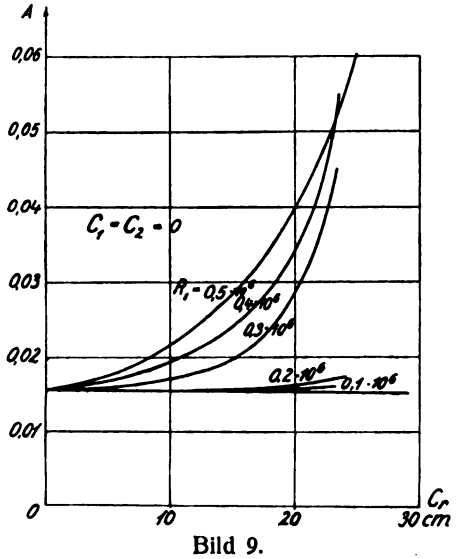


Bild 9.
Entdämpfende Wirkung des Wirkwiderstandes R_r.

IV. Amplitudensteigerung durch Rückkopplung.

Um Kriterien für die Art des Schwingungseinsatzes zu gewinnen, ist ein Ausdruck für die Amplitudenverstärkung abzuleiten. Bedeuten R_v und R' die Wirkkomponenten des Eingangs- bzw. Ersatzwiderstandes, so verhält sich die bei Rückkopplung auftretende Amplitude A zu der vom Sender erzwungenen primären Eingangsamplitude A_0 wie folgt:

$$A : A_0 = 1 : \left(1 - \frac{R_v}{R'}\right) \qquad (14)$$

Nach Einsetzen von 9 für R' ergibt sich:

$$\frac{A}{A_0} = \frac{1}{1 - \omega C_r R_v \left[|\mathfrak{V}_1 \mathfrak{V}_2| \sin\psi + \omega C_r R_r \left(|\mathfrak{V}_1 \mathfrak{V}_2| \cos\psi - 1 - \frac{R_r}{R_v} \right) \right]} \qquad (14a)$$

Diese Beziehung für die „Rückkopplungsverstärkung" ist exakt im schwingungsfreien Bereich anwendbar. Wird sie speziell für kleine Entdämpfungen, d. h. für kleine C_r angewandt, so ergibt sich eine Aussage über den Verlauf der Spannungssteigerung bei rein kapazitiver bzw. bei gemischt ohmisch-kapazitiver Rückkopplung: Die Spannungssteigerung bei verschwindendem R_r wird anfänglich der Rückkopplungskapazität proportional sein. Bei fast Ohmscher Verstärkung und gegebenem R_r wird sie dagegen

[1]) s. „Verstärkermesstechnik" von Manfred von Ardenne, 1929, S. 165 ff. (Verlag Julius Springer, Berlin).

Digitized by Google

quadratisch mit C_r ansteigen. Unter diesen Gesichtspunkten betrachte man noch einmal Bild 9. Sollen Empfänger im nichtschwingenden Bereich betrieben werden, so wird die Einstellung einer Entdämpfung unter Benutzung eines Serienwiderstandes erleichtert.

V. Der Schwingungseinsatz.

a) Das Einsatzkriterium.

Bei Empfangsgeräten ist es von großer Bedeutung, daß der Schwingungseinsatz weich und ohne Springen erfolgt; haben sich Schwingungen mit größerer Amplitude ausgebildet, so muß ein guter Empfänger diese bei der gleichen Einstellung von C_r zum Verschwinden bringen, die ihrem Einsatz entsprach. Ist dies nicht der Fall, so „zieht" der Empfänger. Die Ableitung von Gesetzmäßigkeiten über das Springen und Ziehen hat für die Praxis Interesse.

Aus 14 ergibt sich: der Schwingungseinsatz erfolgt weich, wenn in der Umgebung des Einsatzpunktes das Verhältnis $R_v : R'$ mit steigender Amplitude abnimmt. Es muß also sein:

$$\frac{\partial\left(\frac{R_v}{R'}\right)}{\partial A} < 0 \qquad (15)$$

Bei rein kapazitiver Rückkopplung, $R_r = 0$, reduziert sich diese Bedingung auf die folgende:

$$\frac{\partial\,(R_v\,|\,\mathfrak{B}_1\,\mathfrak{B}_2\,|\sin\psi_{12})}{\partial A} < 0 \qquad (16)$$

Die Phasendrehung $\psi_1 + \psi_2$ wird nicht stark von der Amplitude abhängen, insbesondere dann nicht, wenn $R_a < R_i$ ist. Es kann dann als Einsatzkriterium folgendes gelten:

$$\frac{\partial R_v}{R_v} + \frac{\partial\,|\mathfrak{B}_1\,\mathfrak{B}_2|}{|\mathfrak{B}_1\,\mathfrak{B}_2|} < 0 \qquad (17)$$

Dies enthält folgende einleuchtende Aussage:

Sollen Schwingungen weich einsetzen, so müssen beim Einsatzpunkt entweder der Eingangswiderstand oder die Gesamtverstärkung oder beide gleichzeitig abnehmen, oder es muß einer von beiden Faktoren so stark abnehmen, daß seine relative Abnahme eine etwaige Zunahme des anderen Faktors überwiegt.

b) Praktische Folgerungen.

In 17 sind Richtlinien enthalten, welche die Praxis verwerten kann. Eine amplitudenabhängige Abnahme von Eingangswiderstand sowie auch von Gesamtverstärkung läßt sich durch Gleichrichtereffekte erzielen. Im Eingangssystem läßt sich z. B. durch positive Gittervorspannung ein Audioneffekt einführen. Es fällt dann der Eingangswiderstand etwa proportional mit dem Amplitudenquadrat bei -4 Volt Gittervorspannung. Die Wirkung zeigen die Bilder 10 und 11. Während in Bild 10 ein harter Schwingungseinsatz und ausgeprägter Ziehbereich vorliegt, sind bei $+2$ Volt Vorspannung in Bild 11 beide Nachteile behoben und die Kurve wird bei Hin- und Rückgang eindeutig durchlaufen. — Noch leichter dürfte es sein, Gitterstromdämpfung im zweiten System einzuführen, weil dort größere Spannungsamplituden vorhanden sind.

Der zweite, in Gleichung 17 vorgezeichnete Weg, die Verringerung der Gesamtverstärkung bei zunehmender Amplitude, ist z. B. durch Anodengleichrichtung erzielbar. Es muß in diesem Zusammenhange auf eine frühere Arbeit der Verfasser hingewiesen werden[1]), in welcher der Nachweis erbracht

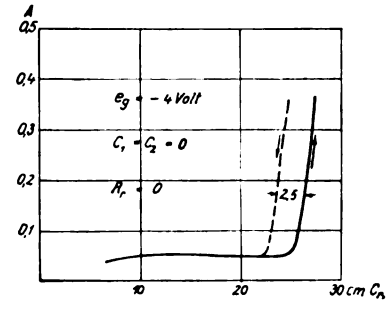


Bild 10.
Harter Schwingungseinsatz.

wurde, daß sich sogar bei positiver Aenderung der mittleren Steilheit mit der Amplitude, d. h. bei

$$\frac{d^3 i_a}{de_{st}^3} > 0,$$

durch Einführung eines kritischen Ohmschen Widerstandes in den Anodenkreis eine Abnahme der dynamischen Steilheit bzw. Verstärkung proportional dem Amplitudenquadrat stets erzwingen läßt. Dabei ist dieser Effekt sowohl im oberen als auch im unteren

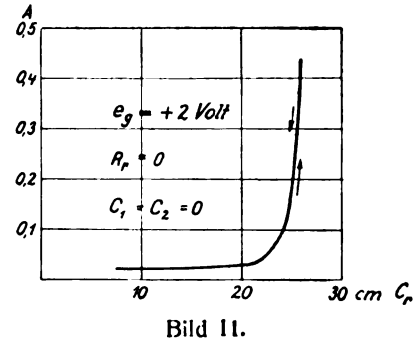


Bild 11.
Wirkung der Gitterstromdämpfung.

Knick herstellbar. An sich sind bei der Leithäuser-Heegner-Schaltung im allgemeinen diese Arbeits-Bedingungen vorhanden, so daß der Schwingungseinsatz, abgesehen vom Arbeiten bei der untersten Betriebswelle [s. (12)] nicht springt.

In diesem Zusammenhange ist noch auf das Ziehen und seine Beseitigung einzugehen. Diese Erscheinung tritt bei weichem Schwingungseinsatz nur dann auf, wenn man die Rückkopplung weit über den Einsatzpunkt hinaustreibt. Das Ziehen ist also eine typische Erscheinung bei sehr großen Schwingungsamplituden. Es ist durch starke Verlagerung der Arbeitspunkte der Röhren infolge von Gleichrichtungseffekten zu erklären. An sich wird jede Methode, welche das Springen beim Einsetzen der Schwingungen vermeidet, geeignet sein, um auch das Ziehen

[1]) M. v. Ardenne und K. Schlesinger, Amplitudenabhängigkeit der dynamischen Steilheit beim Richtverstärker. ds. Jahrb. 34, 91, 1929, Heft 3.

Digitized by Google

erst bei verhältnismäßig großen Amplituden eintreten zu lassen, zu denen man dann nur durch unzweckmäßige Bedienung der Rückkopplung gelangt. Bei hartem Schwingungseinsatz treten jedoch beide Störungen leicht gleichzeitig auf, da sich die Amplituden gleich vom Einsatzpunkt aus infolge des Nichterfülltseins von (15) zu sehr großen Amplituden aufschaukeln. Aber auch bei weichem Schwingungseinsatz kann Ziehen auftreten. Hat man z. B. durch Anodenwiderstände dafür gesorgt, daß durch Anodengleichrichtung die Gesamtverstärkung anfänglich abnimmt, so kann bei sehr großen Amplituden trotz weichen Schwingungseinsatzes doch ein Ziehen dadurch auftreten, daß, wie in der zitierten Arbeit abgeleitet wurde, bei sehr großen Amplituden die Zunahme der mittleren Steilheit den Gleichrichtungseffekt doch wieder überkompensiert[1]). Man erhält dann eine unerwünschte Steigerung der Anfachung. Soll das Ziehen grundsätzlich vermieden werden, so ist nach alledem nur dafür Sorge zu tragen, daß die Amplituden einen gewissen Höchstwert nicht überschreiten können. Man kann dies durch künstliche Dämpfung durch Gitterströme erreichen, wobei insbesondere eine schwach positive Vorspannung der zweiten Röhre zu empfehlen ist, da bei ihr größere Gitterspannungsamplituden auftreten. Die Anwendung der Gitterstromdämpfung gewährt der der Anodengleichrichtung gegenüber den Vorteil, nicht von einer gewissen kritischen Amplitude an unwirksam zu werden. Bild 11 ist auch in diesem Zusammenhange bemerkenswert, da trotz großer Amplitudensteigerung Springen und Ziehen gleichzeitig durch Gitterströme vermieden werden konnten. Es darf nicht verschwiegen werden, daß eine Anwendung starker Gleichrichtungseffekte zu den beschriebenen Zwecken gleichzeitig die Empfindlichkeit des Empfängers gegenüber Niederfrequenzstörungen heraufsetzt. Dies gilt insbesondere für netzbetriebene Empfänger, bei denen sich nach Einführung wirksamer Gleichrichtung besonders im ersten System der modulierende Netzton störend bemerkbar macht, sobald eine hochfrequente Schwingung das System erregt.

[1]) s. hierzu die Figuren 1 und 3 der zitierten Arbeit.

Zusammenfassung:

Es wird ein einfacher Ausdruck für den Ersatzwiderstand der Leithäuser-Heegnerschaltung aufgestellt. Aus der Diskussion der Vektorgleichung bei Verbindung der Schaltung mit einem Schwingungskreise werden Selbsterregungsbedingungen abgeleitet. Dabei ergibt sich die Existenz einer optimalen Phasenverschiebung, die Notwendigkeit einer kapazitiven Phasendrehung in den Anodenkreisen sowie die entdämpfende Wirkung eines in den Rückkopplungszweig eingeschalteten Wirkwiderstandes. Für die Rückkopplungsverstärkung wird ein Ausdruck abgeleitet, aus dem sich ein Kriterium für den Schwingungseinsatz ergibt. Dieses weist der Praxis Richtlinien zur Vermeidung von Spring- und Zieherscheinungen durch Anwendung von Gitter- und Anodengleichrichtungseffekten. Sämtliche Resultate der Theorie werden einer experimentellen Prüfung unterworfen.

(Eingegangen am 15. Oktober 1929.)

Theorie der Zweielektrodenröhren und Erzeugung elektrischer Schwingungen von extra niedriger Frequenz.[1])

Von **Yoji Ito.**

Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule zu Dresden.

(Schluß*.)

II. Abschnitt: Selbsterregung.

1. Prinzip der Rückkopplung.

Eine Anordnung, die Leistungsverstärkung zur Folge hat, kann immer zur Selbsterregung benutzt

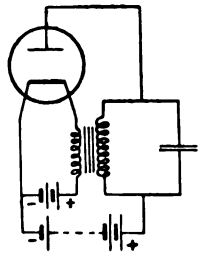


Bild 20.
Transformatorschaltung.

werden, wenn man eine Rückkopplung verwendet. Da das Zweielektrodenrohr die Eigenschaft eines Leistungsverstärkers hat, läßt es sich auch als Schwingungserzeuger gebrauchen.

Um Selbsterregung zu bekommen, koppelt man beim Dreielektrodenrohr den Anodenkreis nach dem Gitter zurück. Ähnlicherweise kann man auch beim Zweielektrodenrohr Selbsterregung herstellen, wenn man den Anodenkreis nach dem Heizkreis zurückkoppelt. Man verwendet dazu einen Transformator (s. Bild 20), dessen Primärseite im Anodenkreise, dessen Sekundärseite im Heizkreise liegt. Auf diese Weise wird die erforderliche Temperaturschwankung $\mathfrak{T}$ hergestellt. Man bezeichnet in Analogie zum Dreielektrodenrohr:

$$\mathfrak{K} = -\frac{\mathfrak{T}}{\mathfrak{E}_h} \qquad (35)$$

als Rückkopplungsfaktor. Zur Rückkopplung können auch noch andere Schaltungen verwendet werden (s. Bild 21 und 22).

Der Rückkopplungsfaktor ist durch Gl. (35) definiert. Da die Wechseltemperatur $\mathfrak{T}$ immer durch den

*) 1. Teil ds. Jahrb. **35**. S. 12, 1930, Heft 1.

[1]) Dissertation der Technischen Hochschule zu Dresden, 1929.

Digitized by Google

Wechselstrom $\mathfrak{J}_h$ hervorgerufen wird, läßt sich $\mathfrak{K}$ folgendermaßen schreiben:

$$\mathfrak{K} = \mathfrak{k}\,\mathfrak{K}', \tag{36}$$

wobei $\mathfrak{k}$ der Umrechnungsfaktor des Heizstromes in die Temperatur [Gl. (7)] und $\mathfrak{K}'$ der Kopplungsfaktor zwischen der Anodenwechselspannung und dem Heizstrome ist:

$$\mathfrak{K}' = -\frac{\mathfrak{J}_h}{\mathfrak{E}_h} = K' \varepsilon^{-j\Theta_{K'}} \tag{37}$$

Aus Gl. (7) und (37) ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{K} &= k\varepsilon^{-j\Theta_h} K'\varepsilon^{-j\Theta_{K'}} = K\varepsilon^{-j\Theta_K}, \\ \text{wobei } K &= k\,K' \text{ und } \Theta_K = \Theta_{K'} + \Theta_h \end{aligned}\right\} \text{ ist.} \tag{38}$$

Der Phasenwinkel Θ_K von $\mathfrak{K}$, d. h. die zeitliche Verspätung der Temperaturänderung $\mathfrak{T}$ gegenüber der

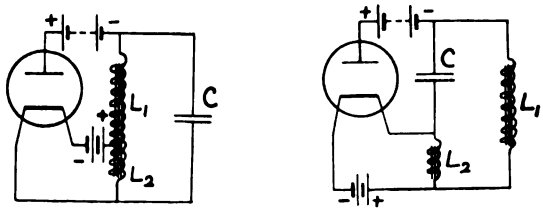


Bild 21.
Induktive Spannungsteilerschaltung.

Spannungsänderung $\mathfrak{E}_a$ ist also einerseits durch den elektrischen Phasenunterschied $\Theta_{K'}$, zwischen $\mathfrak{J}_h$ und $\mathfrak{E}_a$, andererseits durch die thermische Trägheit Θ_h, das Nacheilen von $\mathfrak{T}$ gegenüber $\mathfrak{J}_h$ bedingt.

2. Selbsterregungsformel.

In diesem Abschnitt soll die Bedingung für die Selbsterregung, d. h. dafür, daß sich dauernde Schwingungen von selbst aufrecht erhalten, aufgestellt werden.

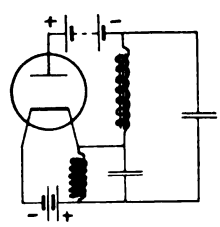


Bild 22.
Kapazitive Spannungsteilerschaltung.

Die Größe der durch die Rückkopplung erzeugten Kathodentemperatur ergibt sich aus der schon besprochenen Gleichung

$$\mathfrak{T} = -\mathfrak{K}\,\mathfrak{E}_a \tag{35a}$$

Die Steuerwirkung der so erzeugten Kathodentemperatur auf den Anodenstrom läßt sich durch die Gleichung

$$\mathfrak{J}_a = S(\mathfrak{T} + D\,\mathfrak{E}_a) \tag{39}$$

darstellen [s. Gl. (11)]. Hierin bedeutet S die Steilheit der Charakteristik (i_a, τ), die von der Röhrenkonstruktion und vom Arbeitspunkt auf der Charakteristik abhängt. Sind die Schwingungen so groß, daß die Charakteristik nicht mehr als gradlinig zu betrachten ist, so ist S die „mittlere Steilheit" in dem durch die Schwingungen überdeckten Gebiete. Der Durchgriff D ist sehr stark abhängig vom Arbeitspunkt auf der Charakteristik (i_a, e_a), während er beim Dreielektrodenrohre annähernd eine, durch die Röhrenkonstruktion bestimmte Konstante ist. Ist die Sättigung des Rohres vollkommen, ist $D = 0$. Voraussetzung dabei ist, daß die Schwingung im Gebiete der Sättigung verläuft. Je mehr die Schwingung in das Raumladungsgebiet reicht, desto größer wird der effektive Durchgriff.

Als dritte Gleichung besteht:

$$\mathfrak{E}_a = -\mathfrak{J}_a\,\mathfrak{R}_a \tag{40}$$

Man kann aus diesen drei Gleichungen $\mathfrak{T}$, $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ eliminieren und findet daraus die Selbsterregungsformel des Zweielektrodenrohres:

$$\mathfrak{K} = D + \frac{1}{S\,\mathfrak{R}_a} \tag{41}$$

$\mathfrak{K}$, D und S besitzen, wie im ersten Teil gezeigt ist, folgende Dimensionen:

$$\mathfrak{K} = \frac{[\text{Temperatur}]}{[\text{Spannung}]},$$

$$D = \frac{[\text{Temperatur}]}{[\text{Spannung}]},$$

$$S = \frac{[\text{Strom}]}{[\text{Temperatur}]}.$$

3. Amplitude der selbsterregten Schwingungen und ihre Stabilität.

Da die Charakteristik (i_a, τ) nach der Gleichung

$$i_a = A F' \tau^2 \varepsilon^{-\frac{B}{\tau}}$$

verläuft, wird die mittlere Steilheit immer größer, wenn die Amplitude der Wechseltemperatur größer wird. Daher weiß man, daß bei diesem Rohr die Schwingungen immer hart einsetzen[4]). Das Anwachsen der Schwingung wird dann solange dauern, bis das Rohr durchbrennt, wenn die anderen Faktoren in der Formel unverändert bleiben. Die Folge des Anwachsens der Schwingungen ist folgende: Tritt die Anodenspannung in das Raumladungsgebiet, so wird der mittlere Durchgriff erheblich größer. Infolgedessen wird das Zunehmen der Steilheit durch das Zunehmen des Durchgriffes kompensiert, und damit wird ein anderer Gleichgewichtszustand erreicht werden, ohne daß das Rohr beschädigt wird. Das Rohr wird also durchbrennen, wenn die Anoden-Betriebsspannung groß ist, da dann diese beschriebene Kompensation der mit anwachsender Schwingung zunehmenden Steilheit durch zunehmenden Durchgriff nicht eintritt, weil die Wechselspannung erst bei einer solchen Größe das Raumladungsgebiet erreicht, die schon ein Durchbrennen des Rohres zur Folge hat.

Bild 23 zeigt die schematische Darstellung der Arbeitsweise des Rohres und stellt die Änderung der Steilheit und des Durchgriffes dar.

Wie die „Güte B der Röhre" zeigt [vgl. Gl. (31)], ist die abzugebende Leistung um so größer, je höher die Anodenbetriebsspannung E_a ist. Sie ist aber auch durch die evtl. eintretende Beschädigung des Rohres begrenzt.

[4]) H. Barkhausen, Elektronenröhren Bd. II, S. 94.

Digitized by Google

Diese Ueberlegung gilt für Transformator- oder Spannungsteilerschaltungen, die später genauer beschrieben sind. Für Relais-Schaltung [s. II. 5. C)] bleibt die mittlere Steilheit konstant. Daher bekommt man von Anfang an die stationäre Amplitude, die unabhängig von der Anodenbetriebsspannung E_a ist, solange $\mathfrak{R}_a \gtrless \mathfrak{R}_{gr}$ ist.

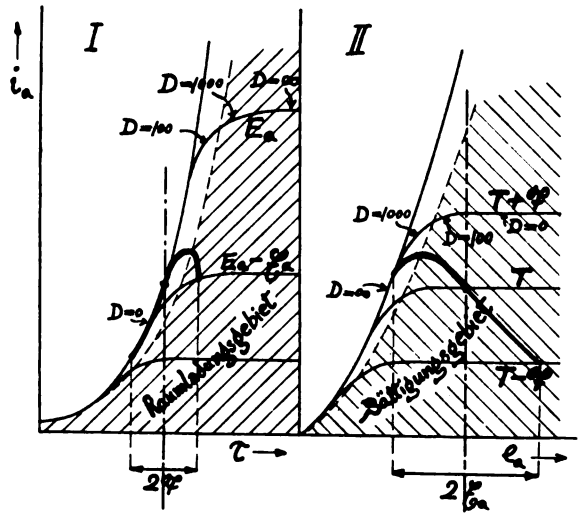


Bild 23.
Schematische Darstellung der Arbeitsweise des Rohres.

Für $D = 0$, wird Gl. (41 b).

$$\mathfrak{R}_a = \frac{1}{\mathfrak{R} S} = R \tag{41c}$$

5. Die einfachsten Wechselstromschaltungen.

a) Transformatorschaltung.

Für die Rückkopplung durch einen Transformator (Bild 25) gilt:

$$\mathfrak{K}' = K' \varepsilon^{-j\Theta_{K'}} = -\frac{\mathfrak{J}_h}{\mathfrak{E}_a}$$

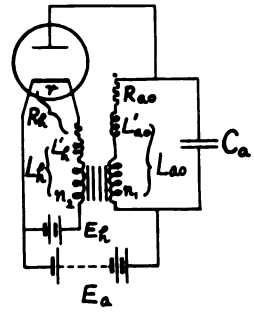


Bild 25.
Transformatorschaltung.

$$K' = \frac{1}{\sqrt{\left(\ddot{u} R_h + \frac{R_{ao}}{\ddot{u}} + \frac{L'_{ao} R_h + L'_h R_{ao}}{M}\right)^2 + \omega^2 \left(\ddot{u} L'_h + \frac{L'_{ao}}{\ddot{u}} + \frac{L'_h L'_{ao}}{M} - \frac{R_h R_{ao}}{\omega^2 M}\right)^2}} \tag{42}$$

4. Arbeitsweise der Röhre als Generator.

Die Selbsterregungsformel läßt sich auch folgendermaßen schreiben:

$$\mathfrak{R} S = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{\mathfrak{R}_a} \tag{41a}$$

oder

$$\mathfrak{R}_a = \frac{1}{\mathfrak{R} S - \frac{1}{R_i}} = R \tag{41b}$$

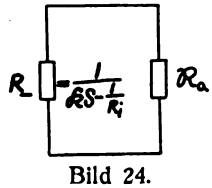


Bild 24.
Ersatzschema eines Schwingungserzeugers.

Diese Gleichung bedeutet, daß ein Widerstand R mit dem Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ im Gleichgewicht ist.

Bild 24 zeigt das Ersatzschema des rückgekoppelten Röhrengenerators. Ist $R < \mathfrak{R}_a$, so wächst die Amplitude der Schwingung an, ist $R > \mathfrak{R}_a$, nimmt sie ab. Die Amplitude wird immer dadurch bestimmt, daß die Rückkopplungsgleichung bestehen muß.

$$\Theta_{K'} = \operatorname{tg}^{-1} \frac{\omega \left(\ddot{u} L'_h + \frac{L'_{ao}}{\ddot{u}} + \frac{L'_h L'_{ao}}{M} - \frac{R_h R_{ao}}{\omega^2 M}\right)}{\ddot{u} R_h + \frac{R_{ao}}{\ddot{u}} + \frac{L'_{ao} R_h + L'_h R_{ao}}{M}}$$

wobei

$\ddot{u}$ = Uebersetzungsverhältnis = $\frac{M}{L_h - L'_h}$

M = Gegenseitige Induktivität

L_{ao}, L_h = Selbstinduktivität des Anoden- und Heizkreises

L'_{ao}, L'_h = Streuinduktivität des Anoden- und Heizkreises,

R_{ao}, R_h = Widerstand des Anoden- und Heizkreises,

ω = Kreisfrequenz der Schwingung ist.

Um eine möglichst phasenreine Rückkopplung zu bekommen, muß $\Theta_{K'}$ negativ sein, da in der Gl. (38) ($\Theta_K = \Theta_{K'} + \Theta_h$) Θ_h immer positiv ist. $\Theta_{K'}$ besitzt den maximalen negativen Wert, wenn L'_{ao} und L'_h Null sind, und zwar

$$\Theta_{K'} = -\operatorname{tg}^{-1} \frac{R_h R_{ao}}{\omega M \left(\ddot{u} R_h + \frac{R_{ao}}{\ddot{u}}\right)} \tag{43}$$

In diesem Falle hat die Amplitude des Kopplungsfaktors $\mathfrak{K}'$ folgenden Wert:

$$K' = \frac{1}{\sqrt{\left(\ddot{u} R_h + \frac{R_{ao}}{\ddot{u}}\right)^2 + \frac{R_h^2 R_{ao}^2}{\omega^2 M^2}}} \tag{44}$$

Digitized by Google

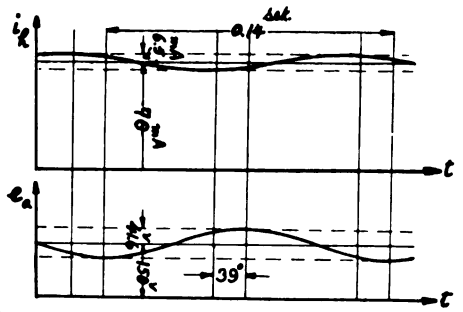


Bild 26.

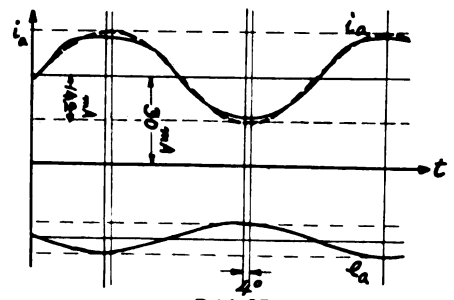


Bild 27.

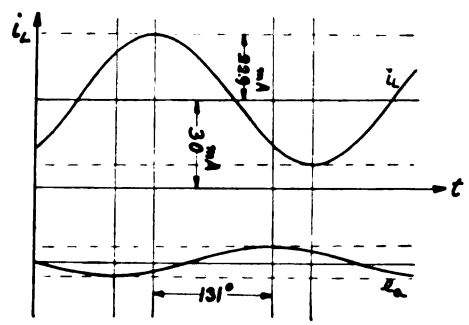


Bild 28.

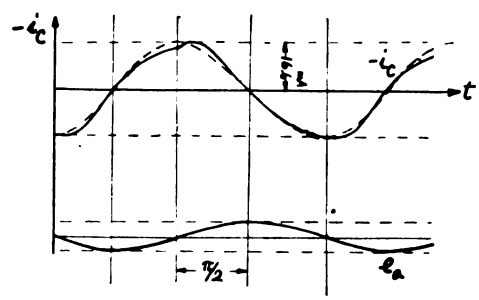


Bild 29.
Bild 26—29.
Oszillographische Aufnahmen zu Tabelle II.

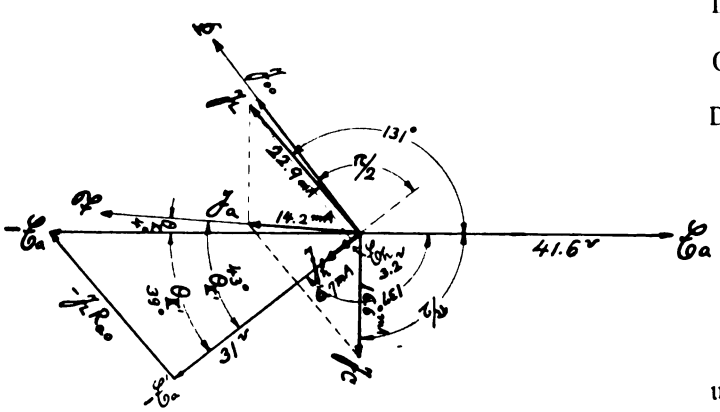


Bild 30.
Vektordiagramm des selbsterregten Generators in Transformatorschaltung.

Der Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ wird auch durch den Heizkreis beeinflußt. Er ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$\mathfrak{R}_a = \frac{\frac{L_a}{C_a} - j\frac{R_a}{\omega C_a}}{R_a + j\left(\omega L_a - \frac{1}{\omega C_a}\right)} \tag{45}$$

wobei R_a und L_a die folgende Gleichung erfüllen soll:

$$R_a + j\omega L_a = R_{ao} + j\omega L'_{ao} + \frac{(\ddot{u}^2 R_h + j\omega\ddot{u}^2 L'_h) j\omega M}{\ddot{u} R_h + j\omega(\ddot{u} L'_h + M)} \tag{46}$$

Sind $L'_{ao} = 0$ und $L'_h = 0$, so erhält man

$$\left.\begin{aligned} R_a &= R_{ao} + \frac{\omega^2 M^2}{\ddot{u}^2 R_h^2 + \omega^2 M^2}\,\ddot{u}^2 R_h \\ L_a &= \frac{\ddot{u}^2 R_h^2}{\ddot{u}^2 R_h^2 + \omega^2 M^2}\,\ddot{u} M \end{aligned}\right\} \tag{47}$$

Beispiel I.

Versuchsrohr Telefunken *RE* 064.

Dieses Rohr besitzt eine ziemlich stark ausgeprägte Sättigung. D im Sättigungsgebiete ist etwa 0,167. Um möglichst sinusförmige Schwingungen zu erzeugen, muß man die Kopplung möglichst klein machen, damit die Amplituden nur das Sättigungsgebiet überstreichen, da anderenfalls dadurch, daß die Anodenspannung soweit absinkt, daß wir auch im Raumladungsgebiete arbeiten, Verzerrungen hervorgerufen würden (s. Bild 7 u. 23). Die Versuchsdaten für sinusförmige Schwingung sind in Tabelle II eingetragen.

Tabelle II.

	$f = 7{,}14$ Hertz $\omega = 44{,}8$	
$L_a = 56$ Henry	$E_a = 150$ Volt	$I_a = 30$ mA
$C_a = 8{,}9\ \mu F$	$E_h = 36$ Volt	$I_h = 76$ mA
$R_a = 2100$ Ohm		$\mathfrak{J}_a = 14{,}2$ mA
$R_{ao} = 1100$ Ohm	$\mathfrak{E}_a = 41{,}6$ Volt	$\mathfrak{J}_L = 22{,}9$ mA
$R_h = 474$ Ohm		$\mathfrak{J}_c = 16{,}6$ mA
$\ddot{u} = 9{,}4$ Ohm	$\mathfrak{E}_h = 3{,}2$ Volt	$\mathfrak{J}_h = 6{,}5$ mA

Die zur Rückkopplung verwendeten Spulen haben im Anodenkreise 6000 Windungen und im Heizkreise 635 Windungen Die Kopplung ist durch einen kräftigen Eisenkern vergrößert.

Oszillogramme (Bild 26—29) zeigen den zu oben angegebenen Werten gehörigen Schwingungsverlauf. Die vektorielle Darstellung gibt Bild 30.

Wie oben gezeigt, war D klein. Es wird also Gl. (41 c) gelten.

Da $\mathfrak{K} = -\frac{\mathfrak{T}}{\mathfrak{E}_a}$ und $S = \frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{T} + D\mathfrak{E}_a} \approx \frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{T}}$ sind, wird

$$\frac{1}{\mathfrak{K} S} = -\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{J}_a} = \mathfrak{R}_a.$$

Aus Bild 30 erhält man

$$-\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{J}_a} = \frac{41{,}6 \cdot 10^3}{14{,}2}\,\varepsilon^{-j4^\circ} = 2930\,\varepsilon^{-j4^\circ}\ \text{Ohm}$$

und aus Tabelle II

$$\mathfrak{R}_a = \frac{5{,}6 \cdot 10^6}{8{,}9 \cdot 2100} = 3000\ \text{Ohm}.$$

Digitized by Google

Die Selbsterregungsformel Gl. (41) bzw. (41 c) ist also in diesem Versuche praktisch erfüllt.

Beispiel II.

Dasselbe Rohr wurde mit größerer Rückkopplung untersucht (s. Tabelle III). Oszillogramme (Bild 31 bis 34) stellen diesen Fall dar. Da die Anodenbetriebsspannung und die Rückkopplung größer als in Beispiel I sind, ist die Änderung des Heizstromes auch größer. Man sieht in Bild 32 die Anodenstromänderung infolge der Raumladung, die Bild 7 entspricht.

Tabelle III.

	$f = 7{,}05$ Hertz $\omega = 44{,}3$	
$L_a = 58$ Henry $C_a = 8{,}7\ \mu F$ $R_a = 1700$ Ohm $R_{ao} = 1100$ Ohm $R_h = 253$ Ohm $\ddot{u} = 9{,}4$ Ohm	$E_a = 198$ Volt $E_h = 20$ Volt	$I_a = 34\ mA$ $I_h = 79\ mA$

Der Kondensatorstrom i_c (Bild 34) weicht von der Sinusform stark ab, da die Oberschwingungen, die durch Heizung (Zusammenhang zwischen Heizstrom und Anodenstrom nicht geradlinig) oder Raumladung hervorgerufen werden, in erster Linie durch den Kondensator fließen, da die Spule ihnen einen großen Widerstand entgegenstellt.

b) Induktive und kapazitive Spannungsteilerschaltung.

Die Rückkopplung kann auch durch eine Spannungsteilerschaltung hergestellt werden. Bild 21 und 22 geben solche Schaltungen an.

Beispiel III.

Folgende Tabelle IV zeigt die Versuchsergebnisse, die mit Schaltung Bild 21 erzielt sind.

Tabelle IV.

	$f = 2{,}15$ Hertz $\omega = 13{,}5$	
$L_a = 340$ Henry $C_a = 16\ \mu F$ $R_a = 1600$ Ohm $R_h = 147$ Ohm $\ddot{u} = \frac{n_1 + n_2}{n_2} = 12$	$E_a = 45$ Volt $E_h = 10$ Volt $\mathfrak{E}_a = 14$ Volt $\mathfrak{E}_h = 0{,}45$ Volt	$I_a = 5\ mA$ $I_h = 63\ mA$ $\mathfrak{I}_L = 4\ mA$ $\mathfrak{I}_c = 6\ mA$ $\mathfrak{I}_h = 3\ mA$

L_1 hatte 6000 Windungen und L_2 550 Windungen. Die Spulen besaßen einen gemeinsamen Eisenkern.

Mit der kapazitiven Spannungsteilerschaltung nach Bild 22 konnten auch Schwingungen erzeugt werden. Aber da die Herstellung von Drosselspulen für ganz niedrige Frequenzen schwierig ist, ist diese Schaltung nicht günstig.

c) Rückkopplung durch ein elektrisches Relais.

Zur Rückkopplung kann ein elektrisches Relais verwendet werden (s. Bild 35).

Beispiel IV.

Als Relais wurde ein polarisiertes benutzt, dessen Charakteristik (Federkraft/Strom) durch einen magnetischen Nebenschluß und die Federkraft des Ankers in ziemlich großem Bereich reguliert werden

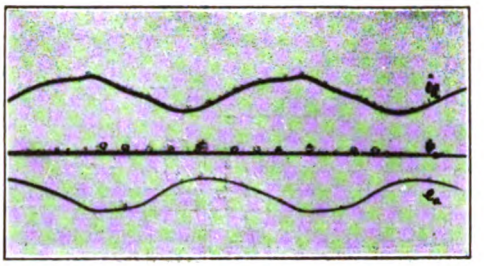


Bild 31.

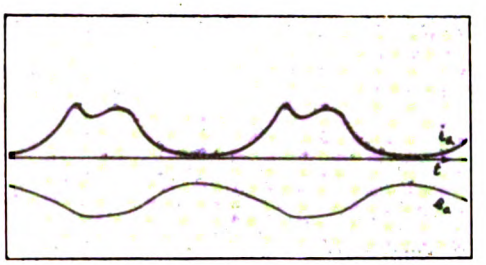


Bild 32.

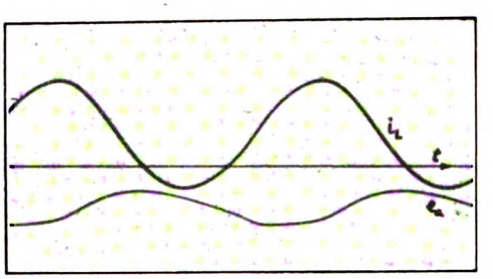


Bild 33.

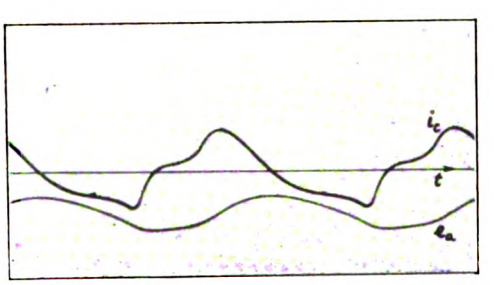


Bild 34.

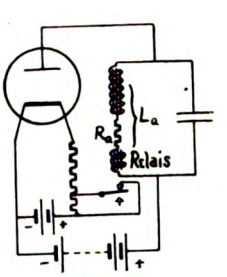


Bild 35.
Relaisschaltung.

konnte. Wählt man die Polung des Relais richtig, erhält man Schwingungen, deren Verlauf in den Oszillogrammen (Bild 36—39) dargestellt sind. Zerlegt man Spannung und Ströme in die Grund- und Oberschwingungen, so erhält man hier für die Grundschwingung

Digitized by Google

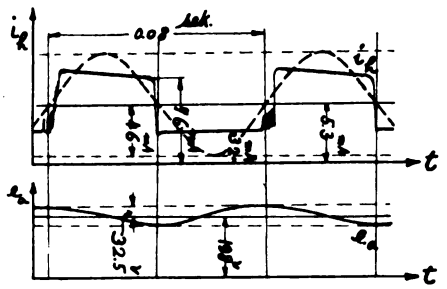


Bild 36.

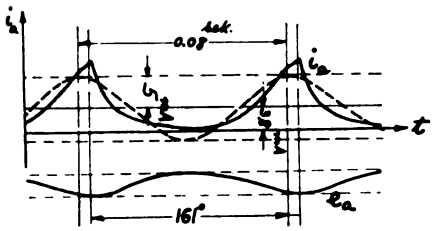


Bild 37.

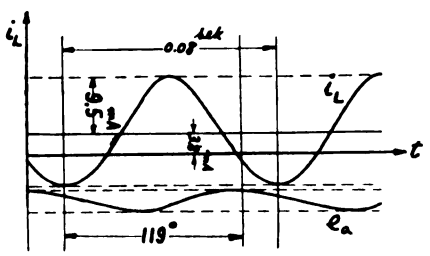


Bild 38.

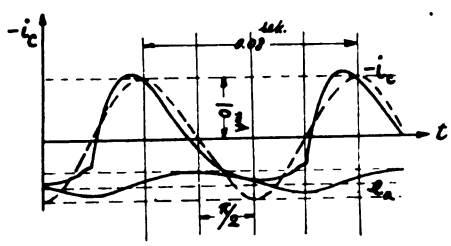


Bild 39.

Bild 36—39.
Oszillographische Aufnahme zu Tabelle V.

das Vektordiagramm (Bild 40). Die Versuchsergebnisse sind in Tabelle V zusammengestellt.

Tabelle V.

	$f = 12{,}5$ Hertz	$\omega = 68{,}6$
$L_a = 48$ Henry	$E_a = 198$ Volt	$I_a = 38\ mA$
$C_a = 4{,}48\ \mu F$		$I_{h\,\text{mit}} = 53\ mA$
$R_a = 1350$ Ohm	$E_h = 10$ Volt	$I_{h\,\max} = 76\ mA$
$R_{h\,\text{mit}} = 189$ Ohm		$I_{h\,\min} = 32\ mA$
$R_{h\,\min} = 132$ Ohm		$\mathfrak{J}_a = 5\ mA$
$R_{h\,\max} = 313$ Ohm	$\mathfrak{E}_a = 32{,}5$ Volt	$\mathfrak{J}_L = 9{,}5 mA$
		$\mathfrak{J}_c = 10\ mA$
	$\mathfrak{E}_h = 8.7$ Volt	$\mathfrak{J}_h = 46\ mA$

Aus Bild 36 erkennen wir, daß sich der Heizstrom fast rechteckig ändert, während der Emissionsstrom nach Bild 37 bedeutend träger folgt, weil sich die Temperatur des Heizfadens nicht momentan mit dem Heizstrom ändert.

Der Rückkopplungsfaktor $\mathfrak{K}$ ist eine Funktion des größten und kleinsten Heizstromes, $I_{h\,\max}$ und $I_{h\,\min}$, und gleichzeitig der Arbeitsweise des Relais.

An dem Knick des Anodenstromes in Bild 37 erkennt man, daß die Anodenspannung kurze Zeit unter die Sättigungsspannung sinkt. Aber da die Zeit sehr kurz ist, kann D angenähert als Null betrachtet werden. Dann ist für diesen Fall Gl. (41 c) gültig. Aus Bild 40 erhält man und aus Tabelle V

$$\mathfrak{R}_a = \frac{L_a}{C_a R_a} = 9750 \text{ Ohm bei Resonanz.}$$

Der Schwingungskreis ist in diesem Falle nicht in Resonanz mit der erzeugten Frequenz, da $\mathfrak{K}$ nicht phasenrein ist. Daher muß $\mathfrak{R}_a$ außerhalb der Resonanz, und zwar mit einem Phasenwinkel 19° arbeiten. Es ergibt also auch eine Übereinstimmung der Größenordnung zwischen Experiment und Rechnung, wodurch

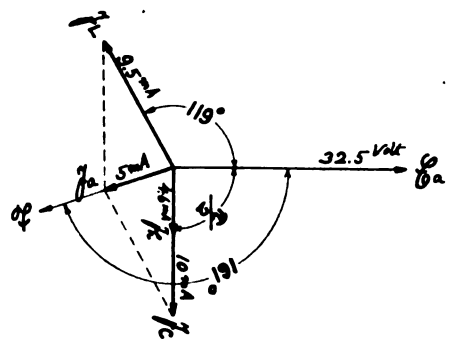


Bild 40.
Vektordiagramm des selbsterregten Generators in Relaisschaltung.

gleichzeitig der Beweis für die Gültigkeit der Rückkopplungsgleichung erbracht ist.

Es ist dabei ein großer Vorteil, daß der Rückkopplungsfaktor beliebig groß gewählt werden kann, wenn man das Verhältnis der Widerstände $R_{h\,\max}$ und $R_{h\,\min}$ im Heizkreise reguliert, während er bei der Transformatorschaltung verhältnismäßig im kleinen Bereiche regulierbar ist, da er durch den Wirkungsgrad des Transformators begrenzt wird.

6. Frequenz der selbsterregten Schwingungen.

Die sich erregende Frequenz wird auch durch die Selbsterregungsformel Gl. (41) bestimmt, da $\mathfrak{K}$ und $\mathfrak{R}_a$ eine Funktion der Frequenz ist. Da sich bei Selbsterregung der mittlere Durchgriff stark ändert, und zwar je nach der Amplitude der Anodenspannung $\mathfrak{E}_a$ muß sich auch die Frequenz ändern, damit die Selbsterregungsformel ihre Gültigkeit behält, wenn die Amplitude der Schwingungen sich ändert (s. Bild 23). Falls die Schwingung aber nur im Gebiete der Sättigung arbeitet, d. h. falls $\mathfrak{K}$ so klein ist, daß die Schwingung nur das Sättigungsgebiet überstreicht, bleibt die Frequenz praktisch konstant, trotzdem die Anodenbetriebsspannung bzw. die Schwingungsamplitude verändert wird. Wird der Heizstrom verändert, sollte man eine Frequenzänderung erwarten, da dann die mittlere Steilheit geändert wird [s. Gl. (12) Sättigungsstromgesetz]. Der Versuch zeigt aber, daß diese Frequenzänderung nicht bemerkbar wird, d. h. die mittlere Steilheit sich nicht stark geändert haben kann. Die selbsterregte Frequenz kann also praktisch konstant gehalten werden, wenn man die Kopplung, die Anodenspannung und den Heizstrom richtig wählt.

Digitized by Google

Bild 41 zeigt die Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Anodenbetriebsspannung, und Bild 42 die vom Heizstrome. Aus beiden Bildern erkennt man, daß sich die erzeugte Frequenz praktisch nur ändert, wenn die Anodenspannung so niedrig oder der Heizstrom so stark wird, daß das Rohr nicht mehr im Sättigungsgebiete, sondern mehr im Raumladungsgebiete arbeitet. Verwendet wurde auch hier ein Telefunkenrohr *RE* 064 und die Transformatorschaltung (Bild 25).

Der Anodenschwingungskreis hatte folgende Daten:

$L_a = 400$ Henry, $C_a = 30\ \mu F$, $R_{ao} = 1100$ Ohm und $\ddot{u} = 9{,}4$.

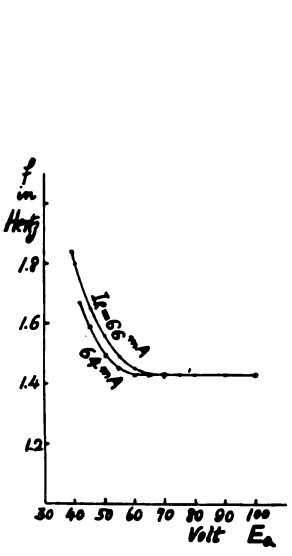


Bild 41.

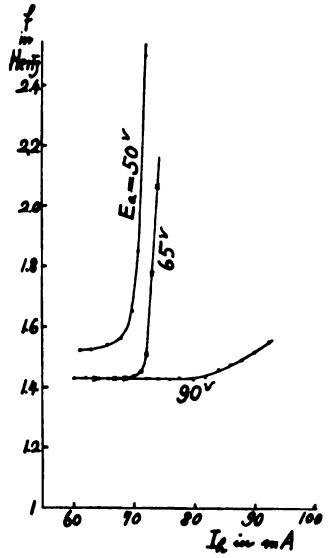


Bild 42.

Bild 41.
Abhängigkeit der Frequenz von der Anodenbetriebsspannung (*RE* 064).

Bild 42.
Abhängigkeit der Frequenz von der Heizung (*RE* 064).

7. Grenze der erzeugbaren Frequenzen.

a) Obere Grenze.

Die erzeugbare Frequenz nach oben wird durch die Wärmekapazität des Heizfadens begrenzt, da diese die Temperaturänderung $\mathfrak{T}$, d. h. den Rückkopplungsfaktor $\mathfrak{K}$, stark beeinflußt [s. Gl. (7) und (38)].

a) Transformatorschaltung (Bild 25).

Der Rückkopplungsfaktor $\mathfrak{K}$ läßt sich im allgemeinen durch Gl. (39), (7) und (42) ausdrücken. Da die Streuinduktivitäten der Spule immer die Phasenverschiebung von $\mathfrak{K}$ zu vergrößern suchen, ist es zur Erzeugung höherer Frequenzen günstiger, wenn keine Streuinduktivität vorhanden ist. Sind die Streuinduktivitäten L'_{ao} und L'_h Null, wie es im Beispiel I der Fall ist, läßt sich der Rückkopplungsfaktor folgendermaßen schreiben:

Wird ω größer, nähert sich Θ_K der Größe $\frac{\pi}{2}$. K ändert sich mit ω. Dies ging aus einem ausgeführten Versuch hervor, und zwar ist K um so kleiner, je größer ω ist. Bei dem Versuchsrohr bei $I_h = 60$ mA sinkt K oberhalb von ca. 3 Hertz besonders stark ab. [S. Fig. 15—17 Gl. (7a).] Schließlich wird K so klein, daß keine Selbsterregung mehr eintreten kann. Diese wird auch dadurch verhindert, daß Θ_K bei hohen Frequenzen ungefähr gleich $\pi/2$ wird.

Die theoretische Grenze, bei der Selbsterregung gerade noch eintritt, kann aus Bild 17 ohne weiteres abgelesen werden, denn in dem Moment, wo der Verstärkungsgrad unter 1 sinkt, ist Selbsterregung nicht mehr möglich. Bei unserem Rohr ist dies der Fall bei ungefähr 40 Hertz, wenn $E_a = 6$ Volt, $I_h = 60$ mA sind. Beträgt $I_h = 53{,}5$ mA, konnten Schwingungen nur noch bis 15 Hertz erzeugt werden (vgl. Bild 18). Da der Leistungsverstärkungsgrad abhängig ist von der Anodenbetriebsspannung, kann dieser durch hohe Anodenspannung höher getrieben werden, und es ist dann möglich, auch noch Schwingungen höherer Frequenzen zu erzeugen.

Die höchste erhaltene Frequenz bei der Transformatorschaltung (25) betrug 72 Hertz, als $E_a = 400$ Volt war.

β) Relaisschaltung (Bild 35).

$\mathfrak{K}$ hat in diesem Falle folgende Form:

$$\mathfrak{K} = \frac{X}{\sqrt{Y^2 + \omega^2 Q^2}}\, K'\, \varepsilon^{-j\left\{\operatorname{tg}^{-1}\frac{\omega Q}{Y} + \Theta_{K'}\right\}} \qquad (49)$$

wobei K' und $\Theta_{K'}$ von den Widerständen des Heizkreises und der Arbeitsweise des Relais bestimmte, von der Frequenz fast unabhängige Konstanten sind, so lange die mechanische Trägheit des Ankers keine Rolle spielt, da sich bei einem Relais $\Theta_{K'}$ zwischen $-\pi/2 - 0$ regulieren läßt, kann Θ_K für alle Frequenzen zu Null gemacht werden [s. Gl. (38)]. Dann wird die Selbsterregung in hohen Frequenzen nur dadurch begrenzt, daß die Amplitude K wegen der Wärmekapazität des Heizfadens zu klein wird. Allgemein ist die Relaisschaltung viel günstiger als Transformatorschaltung, da auch K' im ziemlich großen Bereich reguliert werden kann, einfach durch richtige Wahl des von dem Relais abwechselnd kurz geschlossenen und wieder freigegebenen Widerstandes im Heizkreise.

Bei einem ausgeführten Versuche konnte die erzeugte Frequenz bis 800 Hertz getrieben werden. Als Relais wurde ein Summer verwendet, dessen Spule im Anodenkreise und dessen Kontakt im Heizkreise lag.

Es wird vermutet, daß noch höhere Frequenzen bei richtiger Wahl der einzelnen Größen herstellbar sind.

b) Untere Grenze.

Für die niedrigste erzeugbare Frequenz ist auch der Rückkopplungfaktor maßgebend.

a) Transformatorschaltung (Bild 25).

$$\mathfrak{K} = K\,\varepsilon^{-j\Theta_K} = \frac{x}{\sqrt{Y^2 + \omega^2 Q^2}}\;\frac{1}{\sqrt{\left(\ddot{u}\,R_h + \frac{R_{ao}}{\ddot{u}}\right)^2 + \frac{R_h^2 R_{ao}^2}{\omega^2 M^2}}}\;\varepsilon^{-j\left\{\operatorname{tg}^{-1}\frac{\omega Q}{Y} - \operatorname{tg}^{-1}\frac{R_h R_{ao}}{\omega M\left(\ddot{u}\,R_h + \frac{R_{ao}}{\ddot{u}}\right)}\right\}} \qquad (48)$$

Digitized by Google

K wird wieder kleiner, wenn ω so klein wird, daß K' eine größere Rolle als k in Gl. (48) spielt. Ferner nähert sich Θ_K mit kleiner werdendem ω dem Wert $-\pi/2$. Damit werden die Phasenverhältnisse so ungünstig, daß Selbsterregung nicht mehr möglich ist. Die Begrenzung der erregbaren Frequenz nach unten wie auch nach oben ist also bei der Transformatorschaltung bestimmt sowohl durch die Größe als auch durch die Phase des Rückkopplungsfaktors. Durch Einschalten von Streuinduktivitäten in den Anoden- oder Heizkreis kann nun die Phasenverschiebung Θ_K des Rückkopplungsfaktors verringert werden, wodurch also dann noch niedrigere Frequenzen erzeugt werden können. Gleichzeitig nimmt aber dann die Größe des Rückkopplungsfaktors K ab. Trotzdem hat sich herausgestellt, wie auch der Versuch zeigte, daß die Verbesserung der Rückkopplungsbedingungen durch kleineres Θ_K die Verschlechterung infolge der kleineren Amplitude des Rückkopplungsfaktors wieder aufhebt, im ganzen sogar eine Verbesserung der Rückkopplungsverhältnisse eintreten kann.

Tatsächlich konnte in der Transformatorschaltung mit Streuinduktivität als niedrigste Frequenz eine solche von 0,05 hergestellt werden, während ohne Streuinduktivität eine solche von 0,1 Hertz herstellbar war. Bei der Frequenz 0,05 Hertz war $C_a = 290\ \mu F$, $L_a = 35\,000$ Henry und $\mathfrak{E}_a = 66$ Volt.

β) Relaisschaltung (Bild 35).

Aus Gl. (39) ergibt sich für ganz niedrige Frequenzen

$$\Re \approx \frac{X}{Y} K' \varepsilon^{-j\Theta_{K'}}$$

K' ist unabhängig von der Frequenz und $\Theta_{K'}$ läßt sich durch Regulierung des Relais fast Null machen. Daher hat man hier theoretisch keine Begrenzung in der Erzeugung niedriger Frequenzen. Praktisch ist sie aber durch die Herstellung der erforderlichen großen Spulen und Kondensatoren gegeben.

In diesem Falle konnte bequem eine Frequenz von 0,05 Hertz erreicht werden.

III. Abschnitt: Gleichrichtung.

Der Anodenstrom ist eine Funktion von Heizung und von Anodenspannung und durch folgende Formel ausgedrückt, wenn die Wechselkomponente des Heizstromes und der Anodenspannung klein gegenüber der Größe der Gleichkomponenten ist:

$$\begin{aligned} i_a &= F(i_h, e_a) \\ &= F(I_h, E_a) + \frac{\partial F}{\partial i_h} i_h + \frac{\partial F}{\partial e_a} e_a \\ &\quad + \tfrac{1}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial i_h^2} i_h^2 + \frac{\partial^2 F}{\partial i_h \partial e_a} i_h e_a + \tfrac{1}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial e_a^2} e_a^2 \end{aligned} \tag{50}$$

Dann wird der Mittelwert von i_a

$$I_{a\,\text{mit}} = F(I_h, E_a) + \tfrac{1}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial i_h^2}\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_h^2\, dt + \frac{\partial^2 F}{\partial i_h \partial e_h}\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_h e_a\, dt + \tfrac{1}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial e_a^2}\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} e_a^2\, dt$$

$$= I_a + \tfrac{1}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial i_h^2}\mathfrak{J}_{h\,\text{eff}}^2 + \frac{\partial^2 F}{\partial i_h \partial e_a}\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_h e_a\, dt + \tfrac{1}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial e_a^2}\mathfrak{E}_{a\,\text{eff}}^2 \tag{51}$$

Also, ist hier der Richtstrom

$$\Delta I_a = \tfrac{1}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial i_h^2}\mathfrak{J}_{h\,\text{eff}}^2 + \frac{\partial^2 F}{\partial i_h \partial e_a}\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_h e_a\, dt + \tfrac{1}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial e_a^2}\mathfrak{E}_{a\,\text{eff}}^2 \tag{52}$$

Im Sättigungsgebiete ist der innere Widerstand allgemein sehr groß und ändert sich wenig. Dies bedeutet:

$$\frac{\partial F}{\partial e_a} \approx 0,\quad \frac{\partial^2 F}{\partial e_a^2} \approx 0 \text{ und } \Delta I_a \approx \tfrac{1}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial i_h^2}\mathfrak{J}_{h\,\text{eff}}^2 \tag{53}$$

In Bild 43 wurde der mittlere Anodenstrom in Abhängigkeit von der Frequenz für verschiedene äußere Widerstände aufgetragen. Allerdings ist dabei darauf

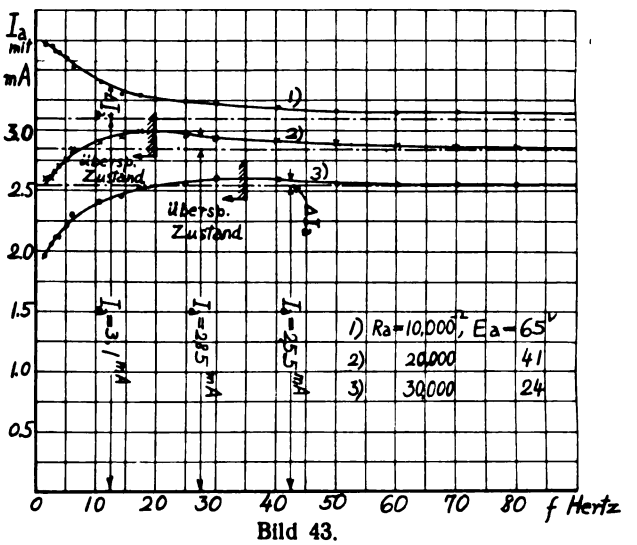


Bild 43.

Richtkennlinien in Abhängigkeit von der Frequenz $I_a = 60\ mA$ $\mathfrak{J}_h = 9\ mA$.

zu achten, daß sich mit R_a die Anodenspannung geändert hat. Die Messung ist durchgeführt in Schaltung Bild 14 (Versuchsdaten s. I. 5. b. α. i). Gleichzeitig ist in dem Diagramm jeweils der Anodenruhestrom eingetragen. Die Differenz zwischen mittlerem Anodenstrom und Ruhestrom gibt uns den Richtstrom. Bei den beiden Kurven für höheren Anodenwiderstand kommen wir für niedrige Frequenzen bereits in den überspannten Zustand, erkennbar an dem Absinken des Anodenstromes. Solange wir nicht im überspannten Zustand arbeiten, müssen wir immer eine Richtwirkung bekommen (s. Kurve 1), weil die i_a—i_h Charakteristik mit größer werdendem Heizstrom immer steiler wird (s. Bild 3), während die i_a—e_g Charakteristik beim Dreielektrodenrohr allmählich wieder flacher wird, so daß es dort einen Punkt geben wird, wo keine Richtwirkung eintritt. Im überspannten Zustand werden die Verhältnisse unübersichtlicher und komplizierter. Es ändert sich zwar auch hier im Moment des Einschaltens der Fremderregung der

Digitized by Google

Anodenruhestrom, aber da jetzt die Anodenspannung den Anodenstrom stark beeinflußt, können wir schlecht noch von einer Richtwirkung sprechen.

Während in Bild 43 die Wechselamplitude $\mathfrak{J}_h$ des Heizstromes konstant gehalten wurde, zeigt Bild 44 die Richtwirkung in Abhängigkeit von $\mathfrak{J}_h$ für verschiedene Frequenzen. Für 50 Hertz kommen wir nicht in überspannten Zustand, die Richtwirkung wächst ungefähr quadratisch mit $\mathfrak{J}_h$ an, wie es auch nach Gl. (53) verlangt wird. In den beiden anderen Fällen bewirkt der überspannte Zustand, daß die Richtwirkung langsamer als quadratisch ansteigt und sogar wieder abnimmt.

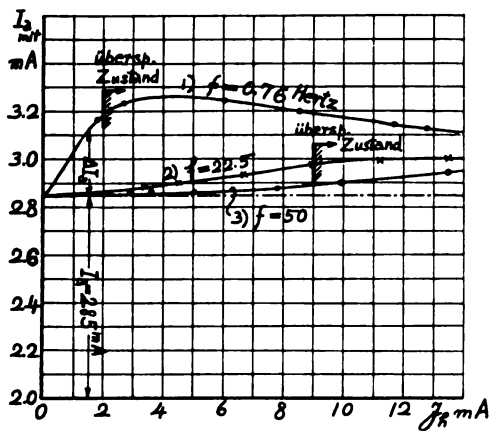


Bild 44.
Richtkennlinien in Abhängigkeit von $\mathfrak{J}_h$, $I_a = 60$ mA, $E_a = 41$ V, $R_a = 20\,000\ \Omega$.

Zum Schluß ist es mir eine ganz besondere Ehre, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. H. Barkhausen, für die äußerst liebenswürdige und wertvolle Unterstützung bei meiner Arbeit vielmals zu danken. Außerdem bin ich noch den Herren Dr.-Ing. E. Schäfer, Dr.-Ing. J. Tröger und Dipl.-Ing. J. Eilers für freundliche Hilfeleistung zu Dank verpflichtet.

Zusammenfassung.

Es wird die Theorie eines Zweielektrodenrohres, dessen Emissionsstrom durch die Änderung des Heizstromes gesteuert wird, abgeleitet.

Dieses Rohr kann die Eigenschaft eines Verstärkers und Detektors besitzen. Deshalb wurden die Verstärker- und Detektorwirkungen des Rohres untersucht.

Der Leistungsverstärkungsgrad kann bei diesem Rohr leicht über 1 gesteigert werden, wenn wir unterhalb einer bestimmten Frequenz bleiben, oder die Anodenbetriebsspannung entsprechend hoch wählen. Wirkt das Rohr tatsächlich als Verstärker, so kann es durch eine Rückkopplung auch zu einem selbsterregten Sender gemacht werden.

Es wurden mit diesem Rohr Schwingungen hergestellt, und zwar durch eine Rückkopplung zwischen Kathoden- und Anodenkreis, die den Emissionsstrom durch Temperaturänderung der Kathode steuert, wobei einige Rückkopplungsschaltungen genauer untersucht wurden; z. B. die einfache Transformatorschaltung, die Spannungsteilerschaltung und eine Schaltung, in der die Steuerung des Heizstromes durch ein Relais geschah, die sogenannte Relaisschaltung.

Die Arbeitsweise und Theorie des Rohres als Verstärker, Generator oder Detektor läßt sich in gleicher Weise wie beim gewöhnlichen Dreielektrodenrohre erklären.

Es wurden dieselben Bezeichnungen (S, D und $\mathfrak{R}$) wie beim Dreielektrodenrohre gewählt, nur daß diese jetzt andere Dimension besitzen. Entsprechend der Steuerspannung beim Dreielektrodenrohre ist hier die Steuertemperatur des Heizfadens maßgebend für die Steuerwirkung.

Die Selbsterregungsgleichung des Zweielektrodenrohres, die sich nach der Formel von Barkhausen beim Dreielektrodenrohre aufbauen läßt, zeigt uns, daß man beim rückgekoppelten Zweielektrodenrohre immer ein hartes Einsetzen der Schwingungen hat. Dieses Einsetzen führt zum Durchbrennen des Rohres, wenn die Anodenbetriebsspannung zu groß gewählt ist.

Amplitude und Frequenz der erregten Schwingung konnten gut konstant gehalten werden.

Die erzeugbare Frequenz nach oben ist begrenzt durch die Wärmekapazität des Heizfadens, ist also in erster Linie gegeben durch die Konstruktion des Rohres, insbesondere die des Heizfadens. Die bei diesen Versuchen hergestellte höchste Frequenz betrug bei der Transformatorschaltung 72 Hertz, bei der Relaisschaltung über 800 Hertz. Bei der Transformatorschaltung ist die untere Grenze der erzeugbaren Frequenz dadurch gegeben, daß die Transformatorwirkung für niedrige Frequenzen immer schlechter wird. Keine theoretische Grenze der erzeugbaren niedrigsten Frequenz besteht bei der Relaisschaltung. Die niedrigste hergestellte Frequenz bei beiden Schaltungen betrug 0,05 Hertz.

(Eingegangen am 29. Juli 1929.)

Druckfehler-Berichtigung.

zum I. Teil der Arbeit von Yoji Ito, ds. Z.S. 35, S. 12, 1930.

S. 13: in Formel (5) und (7) ist x durch X zu ersetzen;

Formel (7) muß lauten:

$$\Theta_h = \mathrm{tg}^{-1}\frac{\omega Q}{Y} = \mathrm{tg}^{-1}\frac{\omega Q}{4\sigma\Phi T^3}$$

S. 15, linke Spalte, Zeile 9:

Durchgriff $D = -\left(\frac{\partial \tau}{\partial e_a}\right)_{i_a}$

S. 16, bei Unterschrift zu Bild 9:
$f = 12{,}6$ Hertz.

S. 17, bei Unterschrift zu Bild 11:
$\mathfrak{R}_a = 1\,800\,000$ Ohm.

Digitized by Google

Zusammenfassender Bericht.
Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren.

Von **H. E. Hollmann.**
Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Darmstadt.
(Schluß*)

5. Das Verhalten des Elektronenoszillators im Magnetfeld.

Forro[17]) untersucht zunächst die Einwirkung eines magnetischen Feldes auf die statische Charakteristik einer Dreielektronenröhre in Bremsfeldschaltung. Die Röhre befindet sich in einer Magnetisierungsspule, deren Kraftlinien koaxial mit den Elektroden verlaufen. Die Beziehungen zwischen dem Emissions- und den einzelnen Elektrodenströmen

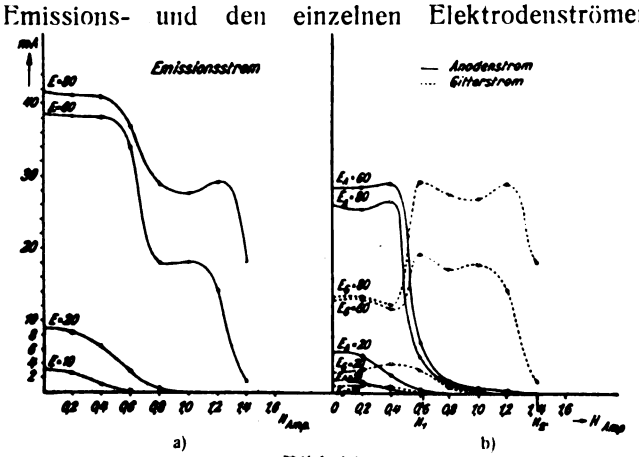


Bild 14.
a) Emissionsstrom und b) Gitter- und Anodenstrom als Funktion der Magnetisierung nach Forro.

einerseits und dem Magnetisierungsstrom andererseits geben die Abbildungen 14 a und b wieder. Ersichtlich fällt der Anodenstrom bei einer bestimmten kritischen Feldstärke H_1 (Abb. 14 b), die der Hullschen Theorie des Magnetrons entspricht, plötzlich ab, während der Gitterstrom zunächst in entsprechendem Maße ansteigt, um erst bei einer zweiten kritischen Feldstärke H_2 ebenfalls abzusinken. Der Emissionsstrom nimmt dabei den aus der Abb. 14 a ersichtlichen Verlauf mit einer Einsattelung und einem darauffolgenden Maximum, was Forro auf Sekundärelektronen zurückführt.

Ähnliche Kurven erhält auch Hollmann[18]), der jedoch als Grund für die Einbuchtung des Emissionsstroms ein Anwachsen der negativen Raumladung zufolge der durch das Magnetfeld trotz positiver Anode eingeleiteten Elektronenpendelbewegung angibt. Erwiesen wird diese Anschauung dadurch, daß nahezu über den ganzen Bereich der Einsattelung tatsächlich Schwingungen festzustellen sind, die bei positiver Anode normalerweise nicht auftreten, und dann dadurch, daß die Einsattelung bei engmaschigem Gitter, bei welchem auch keine Barkhausen-Kurz-Schwingungen mehr auftreten, verschwinden, wobei der Emissionsstrom bis zur kritischen Feldstärke H_2 konstant bleibt. Aus früheren Untersuchungen ist bekannt [l. c. 48], [l. c. 2], daß bei sehr engmaschigen Gittern von bestimmten Gitterspannungswerten an die Barkhausen-Kurz-Schwingungen in eine kurzwelligere Elektronenbewegung zwischen Gitter und Anode übergehen. Diese Gesetzmäßigkeit prägt sich auch in den statischen Magnetronkennlinien der Dreielektrodenröhre aus (Abb. 15), bei denen der Emissionsstrom bei höheren Gitterspannungen, bei denen also die kürzere Elektronenwelle auftritt, den reinen Magnetronverlauf aufweist, wohingegen sich bei geringeren Spannungen wieder die, auf eine Pendelbewegung der Elektronen um das Gitter hindeutenden Einsattelungen zeigen.

Forro beobachtet drei verschiedene Schwingungsbereiche von 60, 50 und 30 cm Wellenlänge, die verschiedenartig auf das äußere Magnetfeld reagieren, und zwar sowohl was den Verlauf der Schwingungsintensitäten als auch der Wellenlängen betrifft. Während Forro die 30-cm-Welle als Oberschwingung

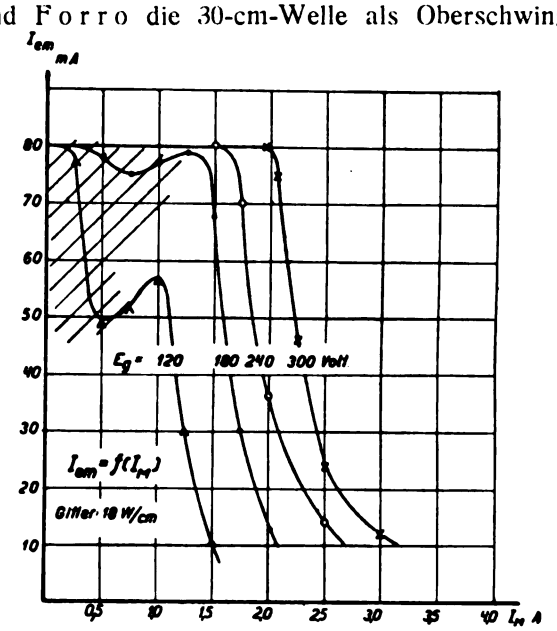


Bild 15.
Verlauf des Emissionsstroms bei engmaschigem Gitter nach Hollmann.

der Barkhausen-Kurz-Welle von 60 cm auffaßt, ergibt die rechnerische Behandlung der 50-cm-Welle eine gute Übereinstimmung mit der Pendelbewegung der Elektronen zwischen Gitter und Anode.

Weiter untersucht Hollmann [l. c. 18] die Einwirkung eines Magnetfeldes auf die verschiedenen Schwingungsbereiche der Bremsfeldanordnung. Dabei gehorcht die Wellenlänge als Funktion der Abstimmung und der Magnetisierung den in Abb. 16 dargestellten Kurven, welche zunächst die von Tank und Schiltknecht [l. c. 46] und ebenso von Forro angegebene Erscheinung erkennen lassen, daß die Frequenz der „reinen" Barkhausen-Kurz-Schwingungen mit der Magnetisierung eine Zunahme erfährt; ein Magnetfeld wirkt also auf die Schwingungsfrequenz ebenso ein, wie ein statisches Anoden-

*) I. Teil ds. Jahrb. **35**, S. 21, 1930, Heft 1.

Digitized by Google

bremsfeld. Weiter geht aus den angegebenen Kurven hervor, daß die Bereiche der Gill- und Morrell-Schwingungen sich der Frequenzsteigerung der Barkhausen-Kurz-Schwingungen entsprechend nach kürzeren Wellen hin verschieben, wobei sich für jeden Magnetisierungsstrom ein äquivalentes negatives Anodenpotential angeben läßt, bei welchem der Kurvenverlauf mit dem ohne Magnetfeld erhaltenen übereinstimmt. Ferner beobachtet Hollmann, daß auch die „Elektronenschwingungen höherer Frequenz" einer Beeinflussung durch das Magnetfeld unterliegen, und daß das Magnetfeld sogar einen Übergang der

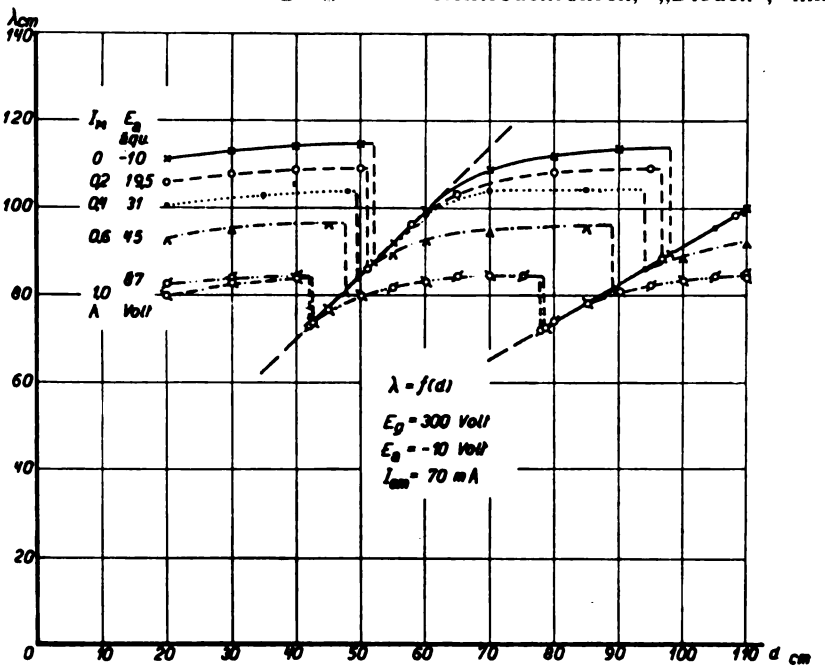


Bild 16.
Wellenkurven des Elektronenoszillators im Magnetfeld.

Barkhausen-Kurz-Schwingungen in die „Schwingungen höherer Frequenz" verursachen kann. Dies findet eine Erklärung in einer scheinbaren Verminderung der Gitterdurchlässigkeit für die infolge der magnetischen Komponente schräg auf das Gitter zufliegenden Elektronen.

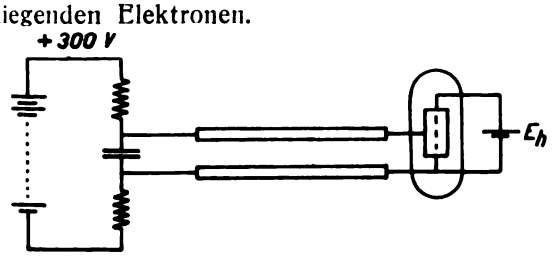


Bild 17.
Anordnung von Slutzkin und Steinberg.

Auf der Abhängigkeit der Schwingungsintensität von der Magnetisierung läßt sich im Bereich der Gill- und Morrell-Schwingungen ein frequenzunabhängiges Modulationsverfahren aufbauen.

Bei so starken Magnetfeldern, daß sowohl die Barkhausen-Kurz-Schwingungen als auch die „Schwingungen höherer Frequenz" längst vollständig unterdrückt sind, tritt nach Überschreiten der zweiten kritischen Feldstärke H_2 eine weitere Schwingungsform auf, und zwar Magnetronschwingungen innerhalb des Gitters. Damit sind in einer Dreielektrodenröhre alle möglichen Formen von Elektronenschwingungen experimentell nachgewiesen, nämlich erstens die bekannten Barkhausen-Kurzschen Elektronenpendelungen um das Gitter, zweitens die „Schwingungen höherer Frequenz" zwischen Gitter und Anode, und drittens die Magnetronschwingungen innerhalb des Gitters. Diese bilden den Übergang zu den

6) Magnetronschwingungen in Dioden,

welche von Slutzkin und Steinberg[19]) einer weiteren Untersuchung unterzogen sind. In Zweielektrodenröhren, „Dioden", nimmt der Emissionsstrom im Gegensatz zu den „Trioden" mit wachsender Magnetisierung einen steil abfallenden Verlauf, und gleich nach Überschreiten der kritischen Feldstärke setzen die Schwingungen ein, deren Welle mit zunehmender Magnetisierung rasch abnimmt. Um eine zusätzliche Fadenheizung durch den hochfrequenten Schwingungsstrom auszuschließen, benutzen Slutzkin und Steinberg die in Abb. 17 wiedergegebene Anordnung, bei welcher der Heizstrom getrennt von dem Schwingungskreis über zwei besondere Durchführungen zugeführt wird. Es ergibt sich, daß die Schwingungsintensität dann ein Maximum erreicht, wenn die Elektrodenachse um etwa 10 Grad gegen die magnetischen Kraftlinien geneigt ist. Die Wellenlänge ist stark von der Elektrodenspannung abhängig, wobei die Beziehung $\lambda^2 \cdot V_g = \text{const.}$ erfüllt wird. Unter Annahme einer Elektronenbewegung auf zykloidalen Trajektorien und unter Berücksichtigung der negativen Raumladung geben Slutzkin und Steinberg für die Wellenlänge die Formel:

$$\frac{T}{2} = \int_{r_0}^{r_{\max.}} \frac{dr}{\sqrt{2\,e/m\,V_a \dfrac{r^{2/3} - r_0^{2/3}}{r_a^{2/3}} - \dfrac{1}{4}\left(\dfrac{e}{m}\right) H^2 \left(r - \dfrac{r_0^2}{r}\right)^2}}$$

an, die bis auf 10% mit den gemessenen Wellenlängen übereinstimmt. Eine Abhängigkeit der Welle von äußeren Schwingungskreisen wird nicht beobachtet.

Digitized by Google

In einer Röhre von 3 mm Anodendurchmesser trat bei einer Spannung von 780 Volt und einem Magnetfeld von 1617 Gauß eine kürzeste Welle von 7,3 cm auf.

Okabe[20]) schreibt die Schwingungen des Magnetronoszillators einer virtuellen Kathode und einer periodischen Anhäufung und Zerstreuung negativer Raumladungen vor der Anode zu. Ist die hierfür erforderliche Zeit t', und die von einem Elektron zum Flug von der Kathode zur Anode benötigte Zeit t, so ist die Periodendauer einer Schwingung:

$$T = t + t'.$$

Da der Vorgang vollkommen periodisch verläuft, erscheint es gerechtfertigt, die unbekannte Zeit t' gleich t zu setzen, so daß die Wellenlänge errechnet werden kann. Die Theorie ergibt für planparallele (r_0 = Radius der Kathode = ∞) und zylindrische Elektroden (R_0 = Radius der Anode = 0) die gleiche Formel, nämlich

$$\lambda = \frac{10650}{H} \text{ cm}.$$

Ersichtlich ist die Wellenlänge nur abhängig von der magnetischen Feldstärke H und unabhängig von dem elektrischen Feld. Die Meßergebnisse weichen von den theoretischen Werten nur um etwa 20% ab.

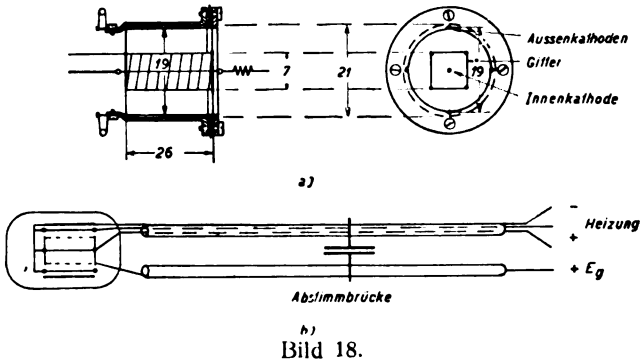


Bild 18.
Gegentaktröhre nach Hollmann mit Paralleldrahtsystem.

Für maximale Schwingungsenergie ergibt sich bei einer Feldstärke H, die jedoch in der Nähe der kritischen Feldstärke liegen muß, und bei einer Anodenspannung V_a ein günstigster Anodenradius von:

$$r_a = \frac{6,7}{H}\sqrt{V_a} \text{ cm}.$$

Dabei bleibt die Theorie auf solche Schwingungen beschränkt, auf die die Abstimmverhältnisse der Elektroden keinerlei Rückwirkung ausüben. Im Gegensatz zu Slutzkin und Steinberg beobachtete Okabe nämlich verschiedene Schwingungsformen, die einmal den „reinen" Barkhausen-Kurz-Schwingungen entsprechen, d. h. von äußeren Schwingungssystemen nicht beeinflußt werden, zum anderen aber den Gill und Morell Schwingungen, deren Frequenz durch äußere Schwingungskreise bestimmt wird.

Die kürzeste Welle, welche Okabe mit dem Magnetronoszillator erzeugen konnte, betrug 5,6 cm. Als äußerste Grenze ergibt sich aus obigen Gleichungen für einen Anodenradius von 0,34 mm, eine Anodenspannung von 10000 Volt und ein Magnetfeld von 20000 Gauß eine Wellenlänge von 6,5 mm; ob diese indessen mit technischen Mitteln noch zu erreichen ist, muß dahingestellt bleiben.

7) Eine Gegentaktanordnung für Elektronenschwingungen.

Hollmann[21]) geht von der Anschauung aus, daß die Pendelbewegung der Elektronen durch die periodisch schwankende Raumladung synchron und konphas gesteuert wird. Danach sind es insbesondere die vor der Anode umkehrenden und durch das Gitter zurückfliegenden Elektronen, welche die negative Raumladung im Kathodenraum vermehren und den Emissionsstrom momentan herabsetzen. Die durch das Experiment festgestellte Grenze der Schwingungsbereiche nach höheren Frequenzen bzw. nach höheren Elektrodenpotentialen hin folgt dann daraus, daß die negative Raumladung zu gering wird, um die geforderte Steuerung der Elektronen noch zu bewirken.

Um diese Begrenzung zu beseitigen oder wenigstens zu verschieben, wendet Hollmann das bekannte Gegentaktprinzip von Eccles-Holborn-Mesny (l. c .1. Teil I.), nach welchem sich in einer symmetrischen Schaltung zwei Röhren im Gegentakt, d. h. mit einer Phasenverschiebung von 180 Grad steuern, auf den Elektronenoszillator an. So ergibt sich die in Abb. 18 a schematisch dargestellte Röhre, die sich von einer normalen Dreielektrodenröhre nur dadurch unterscheidet, daß neben der inneren Kathode außerhalb des Gitters in geringem Abstand von der „Anode" 4 weitere Heizfäden angeordnet sind. Beide Kathoden mit dem Außenzylinder einerseits und das Gitter andererseits sind nach dem Schema 18 b mit einem Paralleldrahtsystem verbunden.

Die in dieser Anordnung bei einer konstanten Gitterspannung von 300 Volt auftretenden Wellenlngen zeigt die Abb. 19. Während bei alleiniger

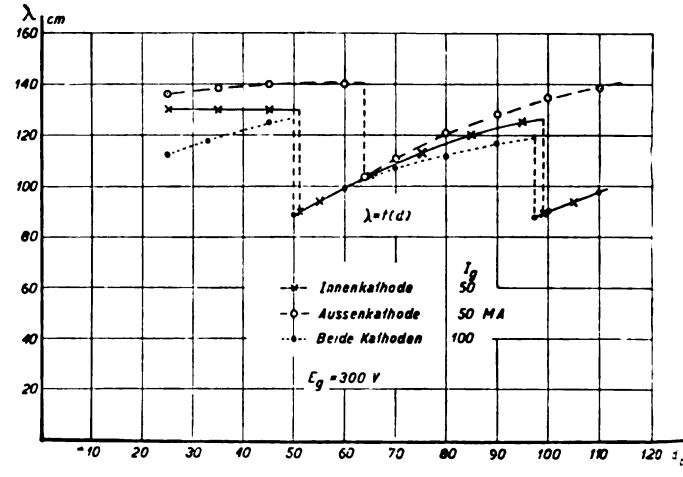


Bild 19.
Die Schwingungsbereiche des Gegentaktoszillators.

Heizung der Innenkathode das Auftreten von Schwingungen mit dem bekannten Kurvenverlauf ohne weiteres zu erwarten ist — stellt doch in diesem Fall die Anordnung nichts weiter als eine normale Dreielektrodenröhre dar —, treten auch bei alleiniger Heizung der äußeren Kathoden Elektronenschwingungen auf, die ebenfalls der Frequenzrückkopplung unterliegen und sich nur durch eine geringere Frequenz von den ersten Schwingungen der Innenkathode unterscheiden (vgl. die obere Kurve der Fig. 19). In theoretischer Beziehung sind die von den Außenkathoden ausgehenden Schwingungen deshalb von besonderer Bedeutung, weil die Potentialverteilung gegenüber der normalen Bremsfeldanordnung zylindrischer Elektroden gerade

Digitized by Google

umgekehrt verläuft. Indessen ist daraus, daß der „negative Anodenstrom" nicht auf die Innenelektrode, sondern ebenfalls auf den äußeren Zylinder, die „Anode", abfließt, zu schließen, daß die Elektronenpendelbewegung in beiden Fällen, nämlich bei Heizung der Innen- als auch der Außenkathoden, völlig gleichartig geschieht, wobei es gleichgültig ist, von welcher Seite aus die Einführung und Nachlieferung von Elektronen in den Schwingungsmechanismus stattfindet.

Bei gleichzeitiger Heizung beider Kathoden findet eine Gegensteuerung der aus entgegengesetzten Richtungen auf das Gitter zufliegenden Elektronenmassen statt, die sich einerseits in einer Zunahme der Schwingungsenergie bemerkbar macht, zum anderen dadurch, daß die an sich verschiedenen Einzelwellen gemäß der unteren Kurve der Abb. 19 zusammenfallen. Ersichtlich hat die Synchronisierung eine geringe Zunahme der Frequenz zur Folge. Die Ausdehnung des

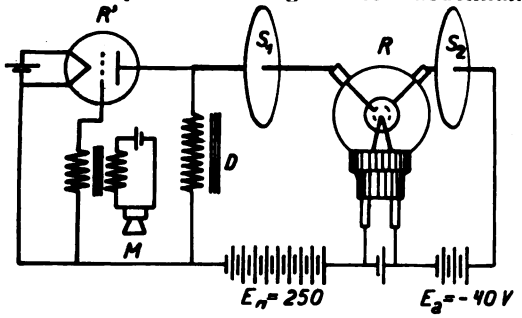


Bild 20.
Telephoniesender von Beauvais mit Parallelröhrenmodulation

Schwingungsbereichs, die auf Grund einer beiderseits des Gitters vermehrten negativen Raumladung zu erwarten ist, mag aus der Angabe hervorgehen, daß die vorliegende Röhre noch bei einer Gitterspannung von 1200 Volt und einer Leistungsaufnahme von 40 Watt äußerst kräftige Schwingungen von 48 cm Wellenlänge erregte trotz ihres großen Elektrodendurchmessers von 21 mm.

Die bisher allgemein geltende Anschauung, daß nur in zylindrisch-symmetrischen Röhren Elektronenschwingungen auftreten könnten, wird durch die Beobachtung widerlegt, daß selbst bei Heizung nur einer der 4 Außenkathoden, in welchem Fall von Symmetrie nicht mehr gesprochen werden kann, noch Elektronenschwingungen auftraten.

8) Praktische Versuche mit ultrakurzen Wellen.

Obwohl der Elektronenoszillator als Erzeuger von Wellen unter 1 m Länge zur Zeit für technische Verwendungszwecke noch nicht in vollem Maße geeignet erscheint, fehlt es nicht an Bestrebungen, die Wellen von Dezi- oder Zentimeterlänge praktischen Zwecken dienstbar zu machen, für die sie ihrer optischen Richtbarkeit wegen in vielen Fällen besonders geeignet erscheinen. Abgesehen von wissenschaftlichen und Demonstrationsversuchen[22]) stecken die Versuche mit gerichteter Telephonie und Telegraphie allerdings noch in den ersten Anfängen. So gelingt es Kohl[23]) mit Wellen von 14 cm Länge eine Entfernung von 1400 m zu überbrücken, wobei infolge der Gleichheit von Sender und Empfänger ein Gegensprechen möglich war.

Beauvais[24]) stellt Sende- und Empfangsversuche mit dem von Pierret angegebenen Oszillator (vgl. § 3) in einem Wellenbereich von 16—20 cm an. Das Schema seines Telephoniesenders zeigt die Abb. 20: Gitter und Anode der Schwingröhre R werden mittels der verschiebbaren Metallscheiben S_1 und S_2 abgestimmt, während über die Drossel D, die Parallelröhre R und das Mikrophon M die Gitterspannung der Schwingröhre moduliert wird. Der Empfänger entspricht in seinem Aufbau vollkommen dem

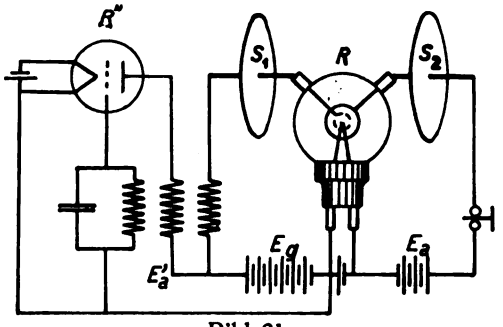


Bild 21.
Superregenerativempfänger von Beauvais.

Sender, nur daß er mit geringeren Spannungen und mit geringerer Heizung betrieben wird, und daß, entsprechend der Abb. 21, die Modulationsröhre durch eine Superregenerativröhre R'' ersetzt wird, wodurch seine Empfindlichkeit beträchtlich zunimmt. Mit dieser einfachen Anordnung überbrückt

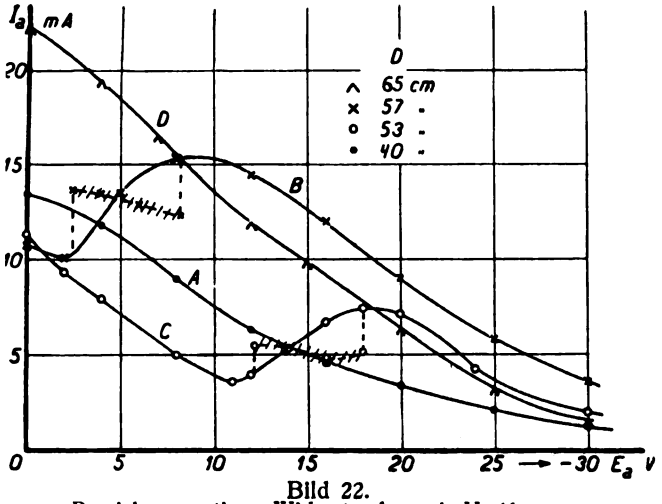


Bild 22.
Bereiche negativen Widerstands nach Hollmann.

Beauvais eine Entfernung von 500 m, die durch Anwendung parabolischer Reflektoren von 20 cm Brennweite und 120 cm Öffnung auf der Sende- und Empfangsseite auf 10 km vergrößert wird. Dabei hatte der Wellenstrahl eine Streuung von 8—10 Grad; durch stärkere Konzentration hofft Beauvais noch eine sichere telephonische Übertragung auf 40 km durchführen zu können*).

Eine einfache Superregenerativschaltung gibt Hollmann[25]) an, die auf folgender Grundlage beruht: Je nach dem Abstimmzustand des äußeren Schwingungskreises ergeben sich für die Beziehung zwischen „negativem" Anodenstrom und Anodenspannung die in Abb. 22 wiedergegebenen Kurven,

*) Ähnliche Übertragungsversuche mit gerichteten Wellen von 20 und 40 cm Länge werden von Ludenia (Elektr. Nachr. Techn. 6, S. 248, 1929) angestellt, allerdings nicht mit ungedämpften, sondern mit gedämpften Wellen Hertz'scher Funkenoszillatoren und mit weitaus größerem Energieaufwand (bis zu 35 Watt).

Digitized by Google

die innerhalb bestimmter Bereiche ein Ansteigen des Stromes mit abnehmender Spannung, d. h. einen negativen Widerstand erkennen lassen. Dieser vermag einen in die Anodenleitung gelegten Schwingungskreis von beliebiger Frequenz anzuregen, wobei die auftretenden Wechselspannungen eine Selbstmodulation des Elektronenoszillators bewirken. Wird die Anordnung zum Empfang benutzt, so ist infolge eines Pendelrückkoppeleffekts eine beträchtliche Steigerung der Lautstärke zu erzielen.

Okabe[26]) benutzt eine „Gitterdiode", wie sie bereits oben beschrieben ist (§ 2), zum Empfang und Verstärken kurzer Wellen bis zu 62 cm Länge. Als Antenne wird ein Hertz'scher Dipol über eine außerhalb des Röhrengefäßes angeordnete besondere Elektrode angekoppelt. Okabe gibt an, daß die Empfindlichkeit des Empfängers stark vom Heizstrom abhängt, was nach den Messungen Hollmanns (l. c. 7) auf einem Resonanzeffekt beruhen dürfte.

Ob die hier besprochenen Verfahren und Anordnungen vor allem für die Zwecke des drahtlosen Fernsehens, das bekanntlich, wenigstens in seiner heutigen Form, extrem hohe Trägerfrequenzen erfordert, den gewünschten Erfolg bringen werden, muß die Zukunft lehren. Über weitere Anwendungsgebiete der Ultrakurzwellen, z. B. zur Materialuntersuchung etwa in Analogie zur optischen Spektroskopie, zur Erforschung des Molekülbaus in der Chemie oder in der Medizin zur Erwärmung des Körperinneren und zur Bestrahlung von Bakterien und Krankheitserregern, lassen sich bei dem Widerstreit der Meinungen noch keine bestimmten Angaben machen.

Literatur.

17) M. Forro: Ann. d. Phys. 1, S. 513, 1929.
18) H. E. Hollmann: Elektr. Nachr. Techn. 6, S. 377, 1929.
19) A. A. Slutzkin und D. S. Steinberg: Ukr. Phys. Abhdlg. 1, S. 22, 1927. Ann. d. Phys. 1, S. 658, 1929.
20) K. Okabe: Proc. Inst. Rad. Eng. 17, S. 652, 1929.
21) H. E. Hollmann: Vorgetr. Deutsch. Phys. Ges. Kreuznach, 24. Nov. 1929. Phys. Ztschr. 31, S. 56, 1930.
22) H. E. Hollmann: Verhdlg. Deutsch. Phys. Ges. 3, S. 10, 1928. Elektr. Nachr. Techn. 5, S. 268, 1928. K. Kohl: Elektr. Nachr. Techn. 6, S. 354, 1929. W. Hahnemann: Elektr. Nachr. Techn. 6, S. 365, 1929.
23) K. Kohl: Naturw. 17, S. 544, 1929.
24) G. Beauvais: Compt. Rend. 187, S. 1288, 1928. Bull. de la Soc. Franç. 9, S. 503, 1929.
25) H. E. Hollmann: Jahrb. d. drahtl. Tel.: 34, S. 140, 1929.
26) K. Okabe: Journ. Inst. El. Eng. Japan, Jan.-Febr. 1929. S. 28.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Piezogesteuerter Röhrensender.

Amer. Pat. 1 735 808 (Taylor, 22. 12. 28), veröffentlicht am 12. November 1929.

Bild 1 zeigt einen piezogesteuerten Röhrensender mit Doppelgitterröhre, bei dem mehrere Piezokristalle P_1, P_2, P_3 gleicher Frequenz zwischen den Gittern und Kathode bzw. zwischen beiden Gittern eingeschaltet sind. Durch diese Anordnung soll die Belastung der Piezokristalle verringert werden, so daß eine höhere Leistung mit einem piezogesteuerten Sender in einer Stufe erreicht werden kann.

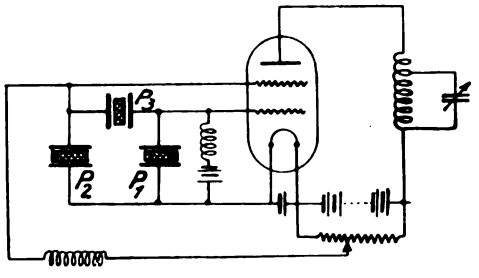


Bild 1.

Piezoelektrische Vorrichtung.

Franz. Pat. 668 771 (Etabl. Belin - Holweck, 15. Mai 1928), veröffentlicht am 6. November 1929.

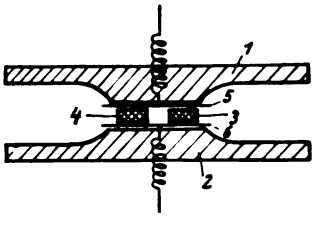


Bild 2.

Die in Bild 2 dargestellte piezoelektrische Einrichtung besteht aus vier Piezokristallen, 1, 2, 3, 4, die derart angeordnet sind, daß die Piezokristalle 3 und 4 zwischen den Metallbelegungen 5, 6 liegen, deren freie Seiten von den Piezokristallen 1 und 2 bedeckt sind. Die Vorrichtung soll eine sehr große Unabhängigkeit der Eigenfrequenz von Temperaturveränderungen besitzen.

Wellenwechsel in Kopplungskreisen.

Franz. Pat. 668 898 (Pfau, Berlin, 2. Februar 1928), Patent am 7. November 1929.

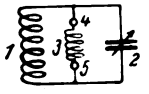


Bild 3.

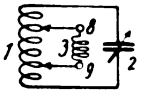


Bild 4.

Der Wellenwechsel für Schwingungskreise, die mit anderen Kreisen gekoppelt sind, wird gewöhnlich

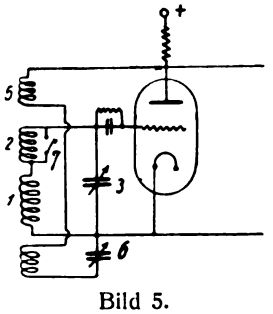


Bild 5.

in der Weise vorgenommen, daß die ganzen Spulensätze ausgewechselt oder in Serie geschaltete Spulen kurzgeschlossen werden. Beides hat erhebliche Nach-

Digitized by Google

teile, die erfindungsgemäß dadurch behoben werden, daß durch Parallelschaltung von Spulen zum ganzen Kreis oder zu einem Teil der Schwingungskreisselbstinduktion der Frequenzbereich des Kreises geändert wird. Die Zuschaltung erfolgt dabei derart, daß die Zusatzspulen mit dritten Kreisen nicht gekoppelt sind. Bild 3 zeigt das einfachste Schema eines solchen Kreises. Die Spule 1 kann mit dem Antennenkreis oder dgl. gekoppelt sein, während die Zusatzspule 3 weder mit der Spule 1 noch mit dem Kreis gekoppelt ist, der mit der Spule 1 gekoppelt ist. Bei der in Bild 4 dargestellten Anordnung ist die Spule 3 zu einem Teil der Spule 1 parallel geschaltet. Bild 5 zeigt eine Verbesserung der Rückkopplung durch Einschaltung einer Zusatzspule 5), so daß der Kreis 4, 5, 6 in der Phase günstiger arbeitet. Die Zusatzspule 5 kann mit einer Zusatzspule 2 im Gitterkreis gekoppelt sein.

Gleichrichtung ultrakurzer Wellen.

D.R.P. 487 452, Klasse 21a⁴, Gruppe 21 (Esau), Pat. vom 14. September 1928, ausgegeben am 10. Dezember 1929.

Bei Versuchen mit sehr kurzen Wellen (2—30 m) hat sich ergeben, daß die gebräuchlichen Detektormaterialien nur eine sehr geringe oder keine Gleichrichtung ergeben. Auch mit Hilfe einer Gleichstromvorspannung konnten keine besseren Ergebnisse erzielt werden. Erfindungsgemäß soll dem Detektor eine Wechselspannung von ca. 10 000 bis 20 000 Perioden als Vorspannung zugeführt werden. Die Versuche haben ergeben, daß unter diesen Umständen eine gute Gleichrichtung möglich wird. Diese ist vielleicht damit zu erklären, daß bei den sehr hohen Frequenzen die Zeitdauer der Halbschwingung der Hochfrequenz geringer ist als die für die Polarisation des Detektormaterials benötigte Zeit. Durch die Hilfsfrequenz werden vielleicht Polarisationskanäle geschaffen, durch die die Hochfrequenz hindurchschießt, ohne die Veränderung des Detektormaterials vornehmen zu müssen.

Vorrichtung zum Modulieren oder Demodulieren.

D.R.P. 487 016, Klasse 21a⁴, Gruppe 14 (Siemens & Halske), Pat. vom 20. August 1927, ausgegeben am 30. November 1929.

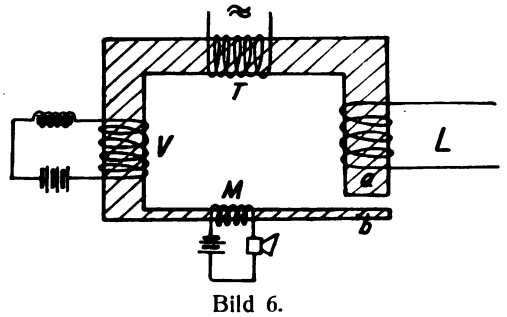


Bild 6.

Zur Modulierung oder Demodulierung eines Trägerstromes soll die in Bild 6 wiedergegebene Anordnung verwendet werden, bei der der magnetische Widerstand eines magnetisierbaren Kernes *a* durch Bewegen eines Teiles *b* geändert wird. Das Bewegen der Zunge *b* erfolgt durch den Mikrophonstrom mit Hilfe der Wicklung *M*. Der Kern *a* trägt die Wicklung *T*, die mit dem Trägerstrom gespeist wird. Um eine Frequenzverdopplung zu vermeiden, wird dem Kern *a* durch die mit Gleichstrom gespeiste Wicklung *V* eine Vormagnetisierung gegeben. Der modulierte Trägerstrom wird durch die Leitung *L* entnommen und weitergeleitet.

Tastschaltung.

D.R.P. 486 185, Klasse 21a⁴, Gruppe 16 (Telefunken), Pat. vom 1. Juli 1928, ausgegeben am 13. November 1929.

Da bei Sendern mittlerer und größerer Leistung die vom Tastrelais zu bewältigende Leistung schon sehr groß ist, verwendet man zur Tastung Röhren im Gittergleichstromweg mit hoher Gittervorspannung und Einschaltung der Taste zwischen Gitter und Kathode. Dies hat den Nachteil, daß der Widerstand der Taströhre sehr groß ist, so daß gewöhnlich mehrere Parallelröhren verwendet werden müssen

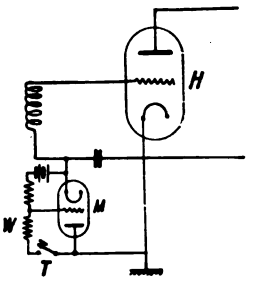


Bild 7.

und daß das Tastrelais an der vollen Gitterspannung gegen Erde liegt. Bei der in Bild 7 dargestellten Anordnung soll die Taste *T* zwischen Anode und Gitter direkt oder über einen Widerstand *W* geschaltet werden, so daß das Tastrelais an Erde liegt und im Tastzustand eine positive Spannung am Gitter der Taströhre liegt, die daher nur einen geringen Widerstand besitzt.

Konstanthaltung der Lautstärke.

Brit. Pat. 319 374 (Lorenz, 22. September 1928), veröffentlicht am 13. November 1929.

Zur Konstanthaltung der Lautstärke ist bei der in Bild 8 dargestellten Schaltung mit dem Hochfrequenzkreis *H* eine Kurzschlußwindung *K* gekoppelt, die mit dem beweglichen Teil eines geeigneten Relais

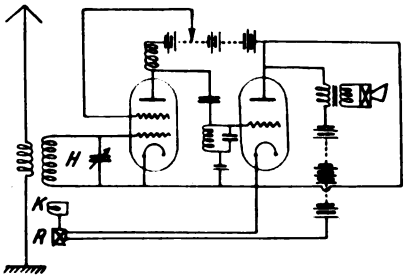


Bild 8.

fest verbunden ist. Das Relais *R* (Hitzdrahtinstrument oder dgl.) liegt im Anodenkreis der Endröhre und ist so eingestellt, daß die Kopplung der Kurzschlußwindung *K* mit dem Kreis *H* fester wird, wenn die Lautstärke steigt, so daß eine Konstanthaltung der Lautstärke eintritt.

Digitized by Google

Richtantennensystem.

Brit. Pat. 319 267 (Naamlooze Vermootschap Philips Gloeilampenfabrik, Holland, 19. September 1928), veröffentlicht am 13. November 1929.

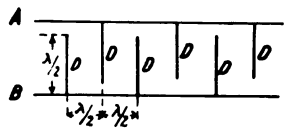


Bild 9.

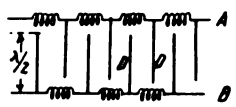


Bild 10.

Die Bilder 9—13 zeigen Antennensysteme, die eine Richtwirkung senkrecht zur Antennenfläche besitzen sollen. Bei der in Bild 9 dargestellten Anordnung besteht das Antennensystem aus einer Anzahl Strahldrähten *D*, die abwechselnd mit zwei parallelen Zuleitungsdrähten *A*, *B* verbunden sind. Länge der Drähte und Abstand der Drähte *D* voneinander beträgt eine halbe Wellenlänge. Durch Einschaltung von Selbstinduktionen in die Zuleitung kann der Abstand der Drähte *D* verringert werden, wie dies

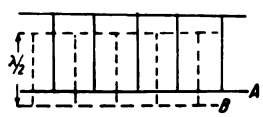


Bild 11.

Bild 12.

Bild 10 zeigt. Die freien Enden der Drähte können ebenfalls durch gemeinsame Leitungen verbunden werden, wie die in Bild 11 dargestellt ist. Die beiden Zuleitungen können durch Verbindungen zwischen je

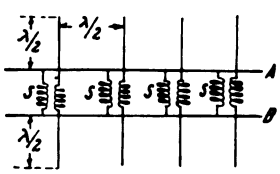


Bild 13.

zwei freien Enden der Drähte *D* ersetzt werden, so daß die in Bild 12 dargestellte Zickzackantenne entsteht. In Bild 13 sind die Drähte induktiv mit Spulen *S* gekoppelt, die zwischen den Zuleitungen *A*, *B* liegen.

Richtantennensystem.

Brit. Pat. 321 025 (Dicker, 26. September 1928), veröffentlicht am 18. Dezember 1929.

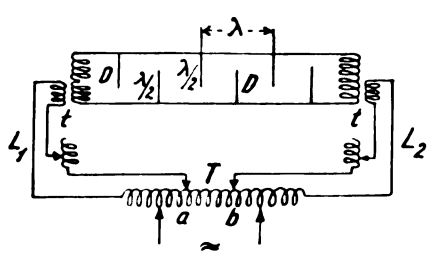


Bild 14.

Das in Bild 14 dargestellte Richtantennensystem besteht aus Stahldrähten *D*, die mit zwei Speiseleitungen *A*, *B* verbunden sind (vgl. Brit. Pat. 319 267). Um die Strahlungsrichtung, die normalerweise senkrecht zur Antennenebene liegt, verändern zu können, sind die Enden des Antennensystems über Transformatoren *t* mit zwei Speiseleitungen L_1 und L_2 gekoppelt, die mit einem gemeinsamen Autotransformator T verbunden sind. Durch Verschieben der Ankopplungspunkte *a*, *b* können die Phasen beliebig geändert werden, so daß sich auch die Strahlrichtung ändert (bis zu ca. 30°). Bei der in Bild 15 wiedergegebenen Anordnung erfolgt die Speisung des Antennensystems nur einseitig. Amplituden und

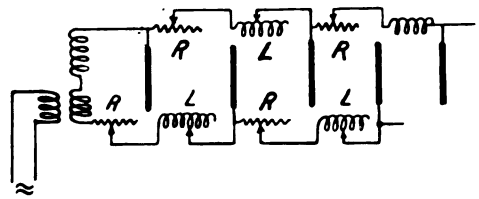


Bild 15.

Phasen werden durch eingeschaltete Widerstände *R* bzw. Selbstinduktionen *L* geregelt.

Richtantennensystem.

Brit. Pat. 319 324 (Latour, 20. September 1928), veröffentlicht am 13. November 1929).

In Bildern 16—20 sind verschiedene Richtantennensysteme wiedergegeben, die als sogenannte Zickzackantennen ausgebildet sind. Bei der in Bild 16 dargestellten Anordnung liegen zwei Zickzackantennen übereinander. Die horizontalen und vertikalen Antennenabschnitte sind eine halbe Wellenlänge lang. Bild 17 zeigt eine Anordnung bei der die einzelnen Antennenabschnitte in drei Ebenen verlaufen. Bei der

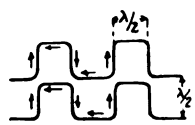


Bild 16.

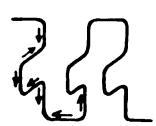


Bild 17.

in Bild 18 dargestellten Anordnung bestehen die vertikalen Abschnitte aus drei Teilen, die je eine halbe Wellenlänge lang sind. Zwischen diesen drei Teilen sind Selbstinduktionen *L* eingeschaltet, die so bemessen sind, daß sie den nichtstrahlenden Teil einer

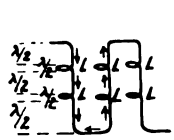


Bild 18.

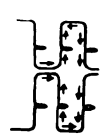


Bild 19.

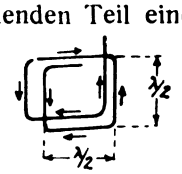


Bild 20.

halben Wellenlänge ersetzen. In Bild 19 sind zwei solche Antennensysteme mit doppelten vertikalen Abschnitten übereinander angeordnet, während Bild 20 eine spiralförmige Anordnung der einzelnen Abschnitte zeigt.

Richtantennensystem.

Franz. Pat. 668 674 (Marconi ,11. Februar 1928), veröffentlicht am 5. November 1929.

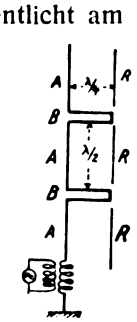


Bild 21.

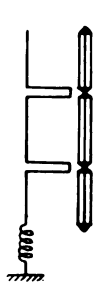


Bild 22.

Digitized by Google

Bei Richtantennen, die aus mehreren Abschnitten *A* (Bild 21) von der Länge einer halben Wellenlänge bestehen, zwischen denen nichtstrahlende Teile *B* eingeschaltet sind, die einer halben Wellenlänge entsprechen, sollen erfindungsgemäß Reflektordrähte *R* im Abstand einer Viertelwellenlänge angeordnet sein, die ebenfalls eine halbe Wellenlänge lang sind. An Stelle einzelner Reflektordrähte können auch Drahtschirme u. dgl. verwendet werden, wie dies Bild 22 zeigt.

Richtantennensystem.

Brit. Pat. 320 425 (Franklin, 17. Juli 1928), veröffentlicht am 4. Dezember 1929.

Bei Richtantennen, die über eine halbe Wellenlänge lang sind, werden halbe Wellenlängen als Strahlteile verwendet, während dazwischen liegende halbe Wellenlängen durch geeignete Selbstinduk-

Bild 23.

Bild 24.

tionen unterdrückt werden. Bei der in Bild 23 dargestellten Antenne liegen zwischen den strahlenden Teilen *A* nichtstrahlende Teile *B*, die zickzackförmig ausgebildet sind, so daß eine Phasenumkehr in diesem Teil ohne Strahlung entsteht. Bei der in Bild 24 dargestellten Antenne bestehen die strahlenden Abschnitte *A* aus mehreren Paralleldrähten. (Vgl. auch Brit. Pat. 242 342, 281 762, 285 706.)

Antennenspeisung.

Brit. Pat. 320 652 (Franklin, 18. Juli 1928), veröffentlicht am 11. Dezember 1929.

Zur Verringerung der Verluste in langen Speiseleitungen sollen diese zickzackförmig ausgebildet werden, so daß die einzelnen Abschnitte wesentlich kleiner als eine halbe Wellenlänge sind. Bei der in

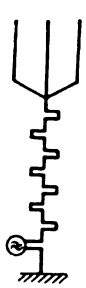


Bild 25.

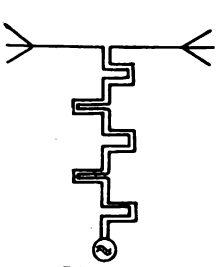


Bild 26.

Bild 25 dargestellten Anordnung sind die geradlinigen Teile der zickzackförmigen Zuleitung nicht länger als ein zehntel der Wellenlänge. Die Verluste betragen in diesem Falle nur ca. den zehnten Teil einer normalen Zuleitung. Bild 26 zeigt die Ausbildung einer zickzackförmigen Doppel-Speiseleitung für Dipolantennen, Richtantennen u. dgl. (Vgl. auch Brit. Pat. 259 294, 281 762.)

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
*486 086	21a² 1	8. 11. 29	Umsetzung mechanischer in elektrische Schwingungen
486 089	21a⁴/71	8. 11. 29	Wellenmesser
486 183	21a²/21	14. 11. 29	Kopfhörer
*486 185	21a⁴/16	13. 11. 29	Tastschaltung für Röhrensender
486 219	21a⁴/56	14. 11. 29	Gleichwellen-Telephonie
486 240	21a⁴/59	13. 11. 29	Hochfrequenztelephonie längs Hochspannungsleitungen
486 304	21a²/2	14. 11. 29	Elektrodynamisch. Lautsprecher
486 305	21a⁴ 22	14. 11. 29	Störbefreiung
486 306	21a⁴ 72	16. 11. 29	Pausenmelder
486 362	21g 72	18. 11. 29	Glimmlichtventilröhre
486 434	21d² 12	16. 11. 29	Trockengleichrichter
486 438	21g 13	16 11. 29	Evakuierung von Röhren
486 502	21a⁴/29	16. 11. 29	Neutrodynegerät
486 503	21a⁴ 29	16. 11. 29	Hochfrequenztelegraphie längs Leitungen
486 504	21a⁴ 70	16. 11. 29	Einstellvorrichtung
486 516	21g 24	16. 11. 29	Hochfrequenzheilgerät
486 551	21a⁴/46	19. 11. 29	Antennensystem
486 552	21a⁴ 75	19. 11. 29	Rundfunkempfänger
486 601	21a⁴/70	23. 11. 29	Einstellvorrichtung
486 602	21a⁴ 71	19. 11. 29	Zwischenhör- und Kontrolleinrichtung
486 706	21a²/13	27. 11. 29	Großflächenlautsprecher
486 916	21a⁴/59	27. 11. 29	Anschluß von Geräten an Hochspannungsleitungen
486 932	21c/55	27. 11. 29	Hochohmwiderstand
487 015	21a¹/32	30. 11. 29	Lichtsteuerung
*487 016	21a⁴/14	30. 11. 29	Vorrichtung zum Modulieren und Demodulieren
487 022	21g/10	29. 11. 29	Regelbarer Kondensator
487 342	21a¹/32	7. 12. 29	Erzeugung konstanter Wechselströme zum Antrieb von Synchronmotoren
487 347	21g/11	5. 12. 29	Trockengleichrichter
487 348	21g/13	9. 12. 29	Entladungsröhre
487 382	21a⁴ 29	29. 11. 29	Gleichstromverstärker
487 383	21a⁴ 29	9. 12. 29	Hochfrequenzverstärker mit Rückkopplung
487 384	21a⁴/35	6. 12. 29	Zugtelephonie
487 386	21a⁴/75	7. 12. 29	Leitungsverbindung
487 394	21g/11	5. 12. 29	Kupferoxyd-Gleichrichter
487 450	21a² 3	6. 12. 29	Membran für elektrostatische Lautsprecher
*487 452	21a⁴/21	10. 12. 29	Detektor-Gleichrichter
487 453	21a⁴/66	7. 12. 29	Spazierstockantenne
487 454	21a⁴/71	9. 12. 29	Zwischenhör- und Kontrolleinrichtung
487 385	21a⁴ 35	14. 12. 29	Netzspeisung von Röhrengeräten
487 601	21a² 11	12. 12. 29	Herstellung von Faltmembranen
487 661	21a⁴/71	11 12. 29	Piezo-Wellenkontrolle
487 660	21a/470	19. 12. 29	Feineinstellung
487 609	21g/10	13. 12. 29	Mehrphasen-Blockkondensator
487 733	21g/11	19. 12. 29	Trockengleichrichter
487 798	21a¹/32	19. 12. 29	Bildübertragung
488 041	21g/11	20. 12. 29	Metalloxydgleichrichter
488 161	21a²/1	20. 12. 29	Lautsprechendes Telephon

Richtantennensystem.

Brit. Pat. 321 385 (Williams, 9. November 1928), veröffentlicht am 27. Dezember 1929.

Zwei oder mehr Antennensysteme *A*, *B* (Bild 27), wie sie für lange Wellen verwendet werden, sind so angeordnet, daß entsprechende Punkte a, b einen Abstand von einer Viertelwelle in der maximalen Strahlrichtung besitzen. Die Erregung der Antennen erfolgt mit einer Phasendifferenz von 45—90°. Bei einer Erregung mit 90° Phasendifferenz ergibt sich das in Bild 28 wiedergegebene Polardiagramm, bei

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Digitized by Google

45° Phasendifferenz das in Bild 29 dargestellte Polardiagramm. Derartige Richtantennensysteme sind

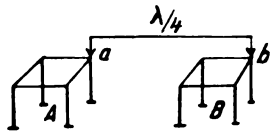


Bild 27.

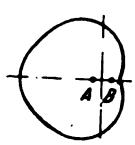


Bild 28.

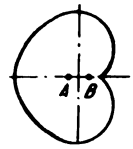


Bild 29.

besonders geeignet für Rundfunkstationen nahe der Küste.

Umsetzung mechanischer Schwingungen in elektrische.

D.R.P. 486 086, Klasse 21a², Gruppe 1 (Soc. Franc. Rad-El-Franz. Priorität vom 30. Juni 1923), Pat. vom 29. Juni 1924, ausgegeben am 8. November 1929.

Zur Umwandlung mechanischer Schwingungen in elektrische soll die Eigenschaft nickelhaltiger Eisenlegierungen verwendet werden, ihre Permeabilität durch mechanische Beeinflussung (Druck, Zug, Torsion) zu ändern. Läßt man z. B. die Bewegungen einer Membran oder auch Schallschwingungen unmittelbar auf einen Nickel-Eisen-Kern einer Spule einwirken, so ändert sich die Selbstinduktion der Spule, so daß ein durchfließender Wechselstrom moduliert wird.

Referate.

J. H. Vincent. Versuche mit Magnetostriktions-Oszillatoren für Hochfrequenz (Experiments on magnetostrictive oscillators at radio frequencies). Proc. Phys. Soc. London, **41**, S. 476—486, 1929.

Ein rückgekoppelter Röhrensender enthält in seinem Anodenschwungradkreis eine Spule innerhalb deren der Magnetostriktionskörper untergebracht ist. Mit einem Galvanometer im Gitterkreis kann man den Gittergleichstrom messen und so Rückwirkungen des Stabes auf die Röhrensenderanordnung feststellen. Benutzt wurden 2 Stäbchen aus „Glowray", welches aus 65% Ni, 20% Fe und 15% Cr besteht. Die Dimensionen der Stäbchen waren: Länge 6 mm und 4,5 mm, Durchmesser 2,135 mm und 2,178 mm. Das erste Stäbchen zeigte Rückwirkungen bei 417 kHz ($\lambda = 719$ m) und das zweite bei 560 kHz (556 m). Bei dem ersten zeigt der Schwingungseinsatz Hysteresis bei Annäherung an die Resonanz von kürzeren oder längeren Wellen. Einbetten des Stabes in Paraffin wirkte stark dämpfend und hysteresevermindernd. E. Lübcke.

E. O. Hulburt. Die Theorie des Nordlichts und der magnetischen Störungen auf Grund der Wirkung des ultravioletten Sonnenlichts. (On the ultra-violet light theory of aurorae and magnetic storms.) Phys. Rev. **34**, 344—351, 1929.

Der Verfasser hatte (Phys. Rev. **33**, 412, 1929, ref. ds. Z. S. **35**, 37, 1930) eine Theorie des Nordlichts und der Störungen des magnetischen Erdfelds aufgestellt, die diese beiden Erscheinungen als die Folge einer ungewöhnlich starken ultravioletten Sonnenstrahlung auffaßt. In der vorliegenden Arbeit wird aus dieser Theorie eine Reihe von Folgerungen gezogen.

1. Bei starker Sonnentätigkeit tritt eine ungewöhnliche Ionisierung und außerdem eine ungewöhnliche Erhitzung der oberen Schichten der Atmosphäre ein, welch letztere zu Bewegungen der Ionenwolken in diesen hohen Atmosphärenschichten und damit zu Störungen des magnetischen Erdfelds Anlaß gibt. Danach ist zu erwarten, daß die magnetischen Störungen am stärksten bei Tag sind und bei Nacht abflauen, um, falls die Sonnentätigkeit anhält, am nächsten Tag wieder eine starke Zunahme zu erfahren.

2. Es besteht die Möglichkeit, daß in den Polargegenden Nordlichter auftreten, ohne daß gleichzeitig in den gemäßigten Zonen magnetische Störungen beobachtet werden.

3. Erhält man in den gemäßigten Zonen Nordlichter, so sollten diese immer von magnetischen Störungen begleitet sein.

4. Der Zeitunterschied zwischen starken Nordlichtern in den Polarregionen und magnetischen Störungen in den gemäßigten Zonen sollte mehrere Stunden bis etwa einen Tag betragen.

Der Verfasser glaubt aus den Berichten der magnetischen Observatorien und aus den Beobachtungen von Nordlichtern in den polaren und gemäßigten Zonen den Schluß ziehen zu dürfen, daß diese Folgerungen seiner Theorie durch die Erfahrung bestätigt werden. J. Zenneck.

L. H. Dawson, L. P. Granath und **E. O. Hulburt.** Die Absorption von ultraviolettem Licht durch die untere Atmosphäre. (The attenuation of ultraviolett light by the lower atmosphere.) Aus dem Naval Research Laboratory. Phys. Rev. **34**, 136—140, 1929.

Die Verfasser haben mit einer Quarz-Quecksilberlampe, der für gewisse Teile des Spektrums Cadmium und Zink zugesetzt war, und mit einem Spektrographen die Absorption von ultraviolettem Licht durch die Atmosphäre in Meeresniveau auf eine Entfernung von 404 m gemessen, und zwar im Spektralgebiet von 3000—2050 Å. E. Aus den Mittelwerten der Messungen wurde der Absorptionskoeffizient α (Lichtintensität J in der Entfernung x cm $= J_0 e^{-\alpha x}$) berechnet und in der nebenstehenden Figur in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen. Die Kurve 2 bezieht sich auf gut sichtbares Wetter, Kurve 2' ist die Fortsetzung von Kurve 2, aber mit 10fach überhöhten Ordinaten. Kurve 3 gibt die Absorption an einem Tag von mäßiger bis schlechter Sicht. Kurve 1 ist die Absorption, die nach den theoretischen Untersuchungen von Lord Rayleigh durch die Zerstreuung des Lichts an den Luftmolekeln eintritt. Aus den Werten von Kurve 2 (gut sichtiges Wetter) berechnet sich die

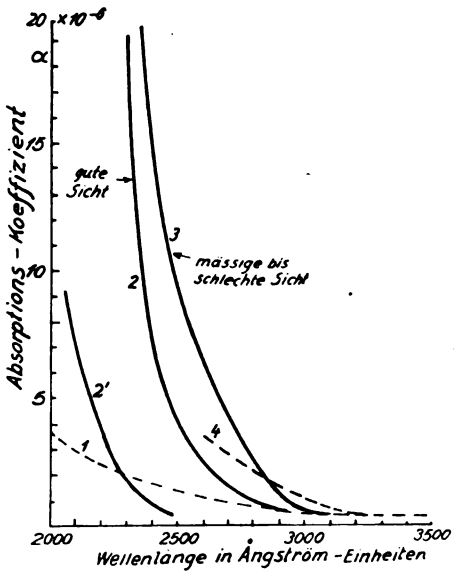
Digitized by Google

Dicke der Luftschicht, die nötig ist, um die Lichtintensität auf den 100. Teil herunterzudrücken, zu

22	5	0,57	0,20	km für
2600	2500	2200	2050	Å. E.

Die Absorption war dieselbe bei Tag und bei Nacht. Sie war unabhängig von der Luftfeuchtigkeit, wuchs aber stark an bei Nebel.

Die Versuche haben allgemeineres Interesse aus folgenden Gründen:



Das Sonnenspektrum, wie man es an der Erdoberfläche beobachtet, schneidet ziemlich scharf bei 2885 Å. E. ab. Die Absorptionskurven der unteren Atmosphäre zeigen in dieser Gegend des Spektrums keinerlei Besonderheiten. Sie sind also eine gewisse Stütze der bisherigen Auffassung, daß diese ultraviolette Grenze des Sonnenspektrums von der Absorption in den höheren Atmosphärenschichten herrührt, und zwar ist wahrscheinlich, daß dort vorhandenes Ozon dafür verantwortlich zu machen ist. Die Absorptionsbande des Ozons dehnt sich aber nur bis ca. 2200 Å. E. aus. Kürzere Wellenlängen würden also durch das Ozon nicht daran gehindert, durch die Atmosphäre hindurchzudringen. Die Versuche der Verfasser zeigen nun, daß es die Absorption der unteren Atmosphärenschichten ist, die das ultraviolette Licht von 2200 Å. E. an abwärts nicht durch die Atmosphäre hindurchläßt. Natürlich tragen zu dieser Absorption auch die höheren Atmosphärenschichten bei, aber eben nur im Verhältnis ihrer geringeren Dichte.

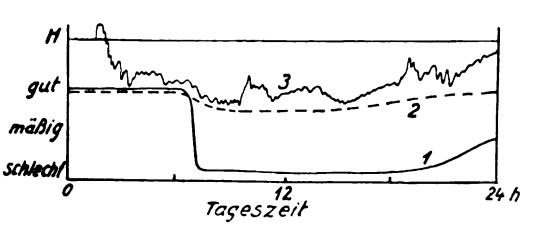
J. Zenneck.

H. B. Maris und **E. O. Hulburt.** Drahtlose Telegraphie und magnetische Stürme. (Wireless telegraphy and magnetic storms.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 494—500, 1929. (Aus dem Naval Research Lab.)

In einer früheren Arbeit (ref. ds. Jahrb. **35**, 37, 1930) hatten die Verfasser ungefähr folgende Theorie der magnetischen Stürme entwickelt. Die Ursache sollten Eruptionen in verhältnismäßig kleinen Gebieten der Sonnenoberfläche sein, die während einiger Minuten sehr große Heftigkeit haben und dann in Stunden oder Tagen abflauen. Diese Eruptionen sollen eine ungewöhnlich heftige Aussendung von ultraviolettem Licht kurzer Wellenlänge zur Folge haben. Diese ultraviolette Strahlung ist in Meereshöhe kaum mehr beobachtbar, in Höhen über 50 km verursacht sie aber eine Erhitzung und damit Ausdehnung der Atmosphärenluft. Ebenso erhöht sie die Ionisierung in starkem Maße. Die Wirkung ist also eine Erhöhung der Elektronen- und Ionendichte in der Heaviside-Schicht und eine Hebung dieser ganzen Schicht in eine Höhe um ca. 100 km. Diese Überlegungen sind in guter Übereinstimmung mit den Messungen von Dahl und Gebhardt (Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 290 ff., 1928 ref. ds. Jahrb. **33**, 192, 1929), die mit $\lambda = 70$ m während des magnetischen Sturms am 19. August 1927 am Tage eine Erhöhung der Heaviside-Schicht um ca. 70 km beobachteten. Sie stimmen ebenfalls mit neueren Messungen von Hafstad und Tuve (Terr. Mag. and Atmos. El. **34**, März-Heft, 1929), die während der magnetischen Stürme am 17. und 18. Oktober 1928 eine Hebung der Heaviside-Schicht am Tage um ca. 100 km feststellten.

Wenn diese Auffassung richtig ist, so ist anzunehmen, daß durch die Eruptionen, die die magnetischen Stürme verursachen, die drahtlose Telegraphie nur auf der Erdseite, die der Sonne zugekehrt ist, d. h. nur am Tage gestört werden kann. Es kann sich wohl die Störung nach Sonnenuntergang fortsetzen, wenn infolge der Drehung der Erde die Einflüsse, die auf die Tagseite der Atmosphäre wirkten, auf die Nachtseite hinübergeführt werden. Aber es sollte niemals der Fall vorkommen, daß zu Anfang eines magnetischen Sturms die drahtlose Verbindung gestört wird, wenn dieser Anfang — d. h. nach Ansicht der Verfasser das erste Auftreten einer Sonneneruption — zur Nachtzeit erfolgt. Die Verfasser geben an, daß das auch tatsächlich niemals beobachtet wurde.

Um weitere Beziehungen zwischen den magnetischen Störungen und denjenigen der drahtlosen Telegraphie zu erhalten, haben die Verfasser die automatischen Aufzeichnungen des Coast undGeodetic Survey Observatory in Cheltenham, Maryland, die die zeitliche Veränderung der Horizontalkomponente des magnetischen Erdfeldes angeben, zur Zeit von magnetischen Störungen mit den Störungen der drahtlosen Telegraphie verglichen. Als Beispiel ist



die obenstehende Figur aus der Arbeit wiedergegeben, die sich auf einen magnetischen Sturm am 18. Oktober 1928 bezieht. Kurve 3 sind die Aufzeichnungen des registrierenden Magnetometers; ihre Ordinaten sind proportional der Horizontalkomponente des Erdfeldes. Die Kurven 1 und 2 geben die Güte der drahtlosen Übertragung an, und zwar bezieht sich Kurve 1 auf die Kurzwellen-Verbindung von Washington D. C. mit Europa und mit Stationen

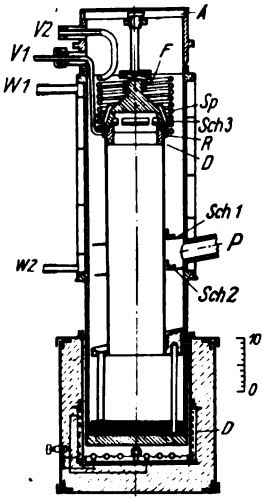
Digitized by Google

längs der Ostküste von Nordamerika und von Südamerika, Kurve *2* auf den Kurzwellenverkehr zwischen Washington und San Francisco. Die Abszissen entsprechen der Zeit (Eastern-Standard-time). Der magnetische Sturm (Fig.) begann *2,27* Uhr nachts mit einer sehr ausgesprochenen magnetischen Störung. Aber erst bei Tagesanbruch wurde eine Störung der drahtlosen Verbindung von Washington beobachtet. Sie war während des Tages schlecht oder versagte ganz (Kurve 1), während die Verbindung mit San Francisco nur wenig gestört wurde (Kurve *2*). Woher dieser Unterschied rührt, ist wohl vorläufig nicht klar.

J. Zenneck.

W. Gaede u. W. H. Keesom. Eine Hochvakuumpumpe großer Leistung. ZS. f. Instr.-Kunde **49**, S. 298—300, 1929.

Es wird eine neue, von Gaede konstruierte, von Leybold gebaute und von Keesom angeregte und am Heliumkryostaten in Leyden erprobte Diffusionspumpe mit einer Sauggeschwindigkeit von 400 l He/sec oder 130 l Luft/sec beschrieben, die also eine gut achtfache Leistung der normalen Gaede-Diffusionspumpen aufweist. Das wesentlich Neue der Konstruktion ist der Einbau einer besonderen Kühlung im Diffusionsspalt (Kühlspirale *Sp* des Bildes). Diese ist nötig, damit die mittlere freie Weglänge der fortzusaugenden Gasmoleküle im *Hg*-Dampfstrom genügend groß wird in Anpassung an die großen Dimensionen



der Diffusionspumpe. Das benötigte Vorvakuum beträgt 0,15 mm *Hg*-Druck.

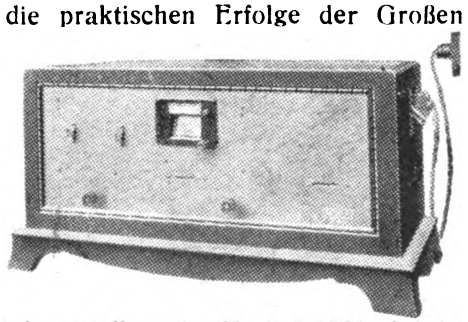
W. Espe.

Industrie-Rundschau.

Fünfröhren-Neutrodyn-Netzanschluß-Empfänger K 5 W.

Nora-Radio G. m. b. H., Berlin-Charlottenburg.

Die Aufgabe, einen hochwertigen Fernempfänger mit Hochfrequenzverstärkung für vollständigen Netzanschluß zu bauen, galt noch bis vor kurzer Zeit als eines der schwierigsten Probleme der Rundfunk-Technik. War eine Zeitlang die Ansicht verbreitet, daß hochwertige Fernempfänger nur bei Batteriebetrieb befriedigende Leistungen ergeben könnten, so zeigten die praktischen Erfolge der Großen Deut-



schen Funkausstellung im Herbst 1929, daß bei sorgfältigster Bauweise selbst die empfindlichsten Fernempfänger sich für vollständigen Netzanschluß herstellen lassen, ohne an Reinheit der Wiedergabe wesentliche Einbuße zu erleiden.

Es waren nur verhältnismäßig wenige Firmen, die diese nicht leichte Aufgabe gelöst hatten, darunter die Nora Radio G. m. b. H. Ihr Fünfröhren-Neutrodyn-Netzanschluß-Empfänger K 5 W*) läßt schon an der einfachen und formschönen äußeren Gestaltung die Sorgfalt erkennen, mit der dieses Gerät ausgearbeitet wurde. Der Empfänger besitzt eine hochwertige, in Einzelabteilungen eingebaute und abgeschirmte Neutrodynschaltung, durch die eine hervorragende Selektivität erzielt wird. Diese große Trennschärfe ermöglicht auch im Bereich von Ortssendern den einwandfreien Empfang auswärtiger Stationen. Die erste und zweite Röhre arbeiten als Hochfrequenz-Verstärker-Röhren, die dritte als Gleichrichter-Röhre und die vierte und fünfte als Niederfrequenz-Verstärker-Röhren in Widerstandskopplung. Durch Umlegen eines einzigen Hebels erfolgt der Übergang vom niedrigen auf den hohen Wellenbereich in einfachster Weise, ohne daß Spulen ausgewechselt werden müssen. Die für die drei Schwingungskreise bestimmten Drehkondensatoren mit frequenzgerader Kurve sitzen mit ihren Rotoren auf einer gemeinsamen Welle, die eine geeichte Stationsskala trägt, so daß die Einstellung des Empfängers auf den gewünschten Sender rasch durch einen einzigen Knopf erfolgt. Um das Gerät auf höchste Leistung einstellen zu können, ist für den ersten und zweiten Abstimmkreis je ein Korrektionsrädchen vorgesehen. Eine verdeckt angebracht kleine Glühlampe beleuchtet die Stationsskala. Sämtliche eingebauten Spulen sind hochwertige kapazitätsarme Spulen mit Maschenwicklung.

Der Empfänger besitzt eine veränderliche Antennenkopplung, die zur Erhöhung der Selektivität und zur Regelung der Lautstärke dient; weiter ist eine einstellbare Rückkopplung vorgesehen. Das Ein- und Ausschalten erfolgt durch einen Hauptschalter, der an der rechten Seitenwand des Empfängergehäuses angebracht ist. Der Lautsprecheranschluß befindet sich ebenfalls an der rechten Seitenwand; er besitzt versenkt angeordnete Buchsen, die eine zufällige Berührung unmöglich machen. Daß der Empfänger in seinem Netzanschlußteil nach den Richtlinien des

*) Preis RM 460.—; Röhrensatz RM. 80.50 bezw. 95.—.

Digitized by Google

Verbandes Deutscher Elektrotechniker gebaut ist und dementsprechend das VDE-Prüfzeichen erhalten hat, mag als eine Selbstverständlichkeit erwähnt sein.

Das Gerät kann auch als Kraftverstärker für Schallplatten Verwendung finden. Zur Wiedergabe kann entweder ein elektrodynamischer oder ein elektromagnetischer Lautsprecher angeschlossen werden.

Anoden-Batterien.

Für tragbare Geräte sowie für zahlreiche Meßverfahren im Laboratorium werden Hochspannungs-Trockenbatterien benötigt. Gefordert wird eine möglichst große Energieabgabe bei gleichmäßiger und geringer zeitlicher Spannungsverminderung.

Die Anodenbatterien der Elemente-Batterie-Werke Kalies & Engelbert, Berlin N 65, welche über eine 25jährige Praxis im Elementebau

verfügen, besitzen folgende Leistungen und Abmessungen:

Die stärkste Ausführung, Marke „Großanode", ergibt bei ununterbrochener Entladung mit etwa 10 mA bis auf 40% der Nennspannung 4½ Amp.-Std. Abmessungen und Gewicht sind bei der

100 V.-Batterie 255 × 180 × 80 mm; 4,5 kg;
120 V.-Batterie 305 × 185 × 80 mm; 5,3 kg.

Außer dieser Marke werden noch zwei schwächere Größen angefertigt: Marke „Extra" mit 3 Amp./Std. und Marke „Funkstolz" mit 2,75 Amp.-Std. Kapazität bei derselben Entladungsweise. Die Preise betragen für „Großanode" 13 Pfg./Volt, „Extra" 11 Pfg./Volt und „Funkstolz" 8,5 Pfg./Volt.

DeTeWe-Superheterodyn-Achtröhren-Rahmenempfänger W 1.

Deutsche Telephonwerke und Kabelindustrie A. G., Berlin SO. 36.

Die Deutsche Telephonwerke und Kabelindustrie A.-G. war die erste Firma, welche in Deutschland in großem Stil Superheterodyn-Rahmengeräte auf den Markt brachte und ist wiederum die erste, die einen derartigen Empfänger mit eingebautem, vollständigem Netzanschluß herstellt.

Ein wesentlicher Vorzug der Rundfunk-Empfänger mit Zwischenfrequenzverstärkung liegt in der Verwendung einer Rahmenantenne. Dadurch ist zunächst die Möglichkeit gegeben, den Empfänger in beliebigen Räumen zu benutzen, in denen ein Anschluß an das Lichtnetz vorliegt. Ferner ermöglicht die Richtwirkung der Rahmenantenne eine Verbesserung der Störungsfreiheit, ein Vorteil, der bei der dichten Frequenzlage der Rundfunksender von besonderem Wert ist.

Bild 1.

Ein weiterer Vorteil der Zwischenfrequenzverstärkung liegt darin, daß sie durch geeignete Verstimmung der Zwischenfrequenzkreise gestattet, die Empfindlichkeitskurve jener idealen rechteckigen Form anzunähern, welche im Bereich der zum empfangenden Rundfunksender gehörenden Seitenbänder

Bild 2.

(nach den internationalen Abmachungen ± 4,5 kHz) gleichmäßig starken Empfang gibt, während sie andererseits durch den steilen Abfall ihrer Flanken einen gleichzeitigen Empfang der frequenzbenachbarten Sender ausschaltet.

Der Neutrohet W 1 der DeTeWe ist ein Achtröhren-Rahmenempfänger mit eingebautem voll-

Digitized by Google

ständigem Wechselstrom-Netzanschluß für den Rundfunkwellenbereich von 200—2000 m. Er bedarf somit keinerlei zusätzlicher Stromquellen und keinerlei Außen- oder Behelfsantenne. Da er zudem nur eine Einstellskala aufweist und der Wellenwechsel in zwei Stufen mittels Umschalters erfolgt, so stellt er in der Handhabung das einfachste Empfangsgerät für den Fernempfang dar.

Bild 1 zeigt das Gerät von außen, Bild 2 in aufgeklapptem Zustand. Die Schaltung des Neutrohet W 1 weist 3 neutralisierte Zwischenfrequenz-Verstärkerstufen auf, an welche sich eine Gleichrichterröhre (Audion) und 2 Niederfrequenz-Verstärkerstufen anschließen. Um eine große unverzerrte Ausgangsleistung zu ermöglichen, werden in der letzten Niederfrequenz-Verstärkerstufe zwei Röhren in Gegentaktschaltung verwendet. Ein Anschluß zur Grammophonverstärkung ist vorgesehen.

Die Leistung des Empfängers genügt hinsichtlich Empfindlichkeit, Selektivität, Lautstärke und Klangreinheit den höchsten Ansprüchen. Besonders erwähnt sei die weitgehende Freiheit vom Netzton. Die äußere Ausstattung ist dem Wert des Gerätes entsprechend geschmackvoll und vornehm; das Gehäuse besteht aus mattpoliertem Polisanderholz und ist mit Beschlägen und Intarsien verziert. Die innere Ausführung ist solide Werkmannsarbeit und gewährleistet hohe Betriebssicherheit.

Bücherbesprechungen.

Das Rechnen mit symmetrischen Koordinaten. Von Dr. techn. G. Oberdorfer, Privatdozent an der Technischen Hochschule in Wien. Nr. 26 der Sammlung Mathematisch-Physikalischer Lehrbücher, hrgg. von E. Trefftz. IV und 74 S. mit 40 Abb. im Text. Leipzig und Berlin 1929. Verlag von B. G. Teubner. Kart. RM. 5.—.

Das Büchlein basiert auf der von Fortescue angegebenen Zerlegung eines unsymmetrischen Vektortripels in zwei symmetrische Tripel mit entgegengesetzter Vektorfolge („Mitsystem" und „Gegensystem") und drei parallele Vektoren („Nullsystem"). Diese Zerlegung hat sich bereits als sehr fruchtbar für die Untersuchung von unsymmetrischen Dreiphasensystemen erwiesen, so daß die vorliegende zusammenhängende Darstellung der Methode sehr zu begrüßen ist. Als Anwendungsbeispiele werden zunächst die Ausdrücke für die Wirk-, Blind- und Scheinleistung in unsymmetrischen Dreiphasensystemen aufgestellt. Anschließend an Sonderfälle unsymmetrischer Belastungen wie zweipoliger Kurzschluß, satter und Doppelerdschluß werden allgemeine unsymmetrische Belastungen in Dreieck- und Sternschaltung eingehend untersucht. Den Abschluß bildet eine ausführliche Besprechung einiger besonderer Erdschlußprobleme und ein Literaturverzeichnis.

Die Darstellung ist trotz ihrer Knappheit sehr klar. Mit Rücksicht auf die Wichtigkeit und Fruchtbarkeit der dargestellten Methode kann das Studium des ausgezeichneten Büchleins allen Interessenten wärmstens empfohlen werden. H. Kafka.

Telegraphy and Telephony, including Wireless. An introductory textbook to the science and art of the electrical communication of intelligence. Von E. Mallett. IX und 413 S. mit 287 Abb., London 1929. Chapmann & Hall, Ltd. Preis 21 sh.

Was das Buch will, zeigen am besten einige Sätze aus dem Vorwort des Verfassers. Die elektrische Nachrichtenübermittlung durch Zeichen oder Sprache mit und ohne Draht ist für den Ingenieur von größter Wichtigkeit geworden. Über dieses Gebiet sind naturgemäß eine ganze Anzahl von Büchern erschienen, die sich entweder als elementare Lehrbücher der Elektrizität und des Magnetismus und als Betriebsvorschriften an den Telephonisten und Telegraphisten der Praxis wenden oder Abhandlungen über spezielle Gebiete der Nachrichtentechnik sind, die sich kaum zu einem ersten Studium dieses Stoffes eignen. Dagegen gibt es kein Buch, welches als Einführung für die speziellen Lehrbücher eine umfassende Erklärung der wissenschaftlichen Grundlagen der gesamten elektrischen Nachrichtenübermittlung bringt, ohne dabei zu weit ein Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus zu sein. Diese Lücke soll durch vorliegendes Buch geschlossen werden.

Der Verfasser hat seine Aufgabe mit großem Geschick gelöst. In drei Hauptabschnitten: Leitungstelegraphie, Leitungstelephonie und drahtlose Telegraphie und Telephonie behandelt er rechnerisch und zeichnerisch die Grundlagen der wichtigsten zur Nachrichtenübermittlung gehörigen Apparate und elektrischen Vorgänge. Aus dem übersichtlich gegliederten Inhalt sollen zu seiner Kenntlichmachung einige Angaben folgen: Morseschreiber, Relais, Taster, Spannung und Strom längs kurzer und langer Leitungen, Kabeltheorie, Leitungstelephonie, Mikrophon, Telephon, Siebketten, Röhren-Niederfrequenzverstärker, Röhrensender mit induktiver Rückkopplung, Apparate der Leitungstelephonie, Ausbreitung der elektrischen Wellen, Hochfrequenzkreise, gekoppelte Kreise, Piezooszillator und -Resonator, Modulation eines Senders (ich vermisse hierbei die Gittergleichstromsteuerung), Funkensender, Empfänger und Verstärker. Ein Anhang bringt eine Zusammenstellung oft gebrauchter Formeln und bespricht einzelne besondere Schaltungen, wie z. B. Röhrensender mit innerer Rückkopplung.

Der Hauptwert ist auf die mathematische Behandlung der Probleme gelegt, die gut, ohne überflüssige mathematische Ausschweifungen durchgeführt wird. Klare Stoffanordnung, übersichtlicher Druck des Wortes und der mathematischen Zeichen, gute Abbildungen unterstützen das Bestreben des Verfassers.

Infolge seiner zusammenfassenden Tendenz ist das Buch in gleicher Weise für den Leitungsmann wie für den Hochfrequenzmann zu empfehlen, da es für beide aus dem Gebiet des anderen viel Wissenswertes enthält. Dem Buch sei eine weite Verbreitung gewünscht. A. Scheibe.

Digitized by Google

Band 35 März 1930 Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite

Günther Sudeck: Ueber die Sendecharakteristik von Flugzeugschleppantennen. (Mit 9 Bildern im Text) 89

Franz Berndorfer und Max Dieckmann: Unilaterales Peilwinkelzeigergerät mit rotierender Goniometer-Ankopplungsspule. (Mit 25 Bildern im Text) 98

H. Bruun: Bestimmung der Röhrenkapazitäten Cga und Cgk mit Hilfe von Scheinwiderstandsmessungen. (Mit 6 Bildern im Text) 105

Albrecht Forstmann: Ueber optimale und maximale Leistungen bei Endröhren. (Mit 8 Bildern im Text) 109

Carl Lübben: Patentschau. (Mit 26 Bildern im Text) . . . 116

Referate

M. Osnos (Selbstreferat). Verstärkertransformatoren. (Mit 3 Bildern im Text) 121

R. C. Hitchcock (J. Zenneck): Ein Hochfrequenzmesser mit direkter Ablesung 122

W. A. Marrison (A. Scheibe): Ein Frequenznormal hoher Präzision. (Mit 3 Bildern im Text) 123

Seite

Referat

H. L. Bogardus und C. T. Manning (A. Scheibe): Praktische Methode zur Messung der Frequenzen von Rundfunkstationen . 124

J. Hollingworth und R. Naissmith (H. Plendl): Ein tragbares Feldstärkenmeßgerät für kurze Wellen. (Mit 4 Bildern im Text) 125

N. W. McLachlan (J. Zenneck): Die akustischen Eigenschaften einer schwingenden Scheibe, die durch eine im radialen magnetischen Feld befindliche Spule angetrieben wird. (Mit einem Bild im Text) 126

Industrie-Rundschau:

Ernst Sachs, Berlin-Lichterfelde W.: Ersa-Lötkolben. (Mit 6 Bildern im Text 127

Deutsche Sutra-Gesellschaft m. b. H., Berlin SO 16: „Sutron"-Volt-Milliamperemeter. (Mit einem Bild im Text) . . . 128

Bücherbesprechungen 128

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Manz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 38, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Ueber die Sendecharakteristik von Flugzeugschleppantennen.

Von **Günther Sudeck.**

171. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik.

Inhaltsübersicht:

I. Einleitung.
II. Theoretische Grundlagen. Formeln für die Berechnung der Sendecharakteristik.
1. Empfang mit offener Antenne.
2. Empfang mit Rahmenantenne.
3. Zahlenbeispiele zu 1. und 2. (Sonderfälle).
4. Richtwirkung bei großen Entfernungen.
III. Versuche.
1. Überfliegungsversuche.
a) Beschreibung des Verfahrens zur Bestimmung des Abgangswinkels der Schleppantenne.
b) Ergebnisse der Überfliegungsversuche.
2. Sternflüge.
a) Beschreibung des Meßverfahrens.
b) Ergebnisse der Sternflüge.
IV. Vergleich der Versuchsergebnisse mit der Theorie und mit früheren Untersuchungen.
V. Zusammenfassung.

I. Einleitung.

Über die Sendecharakteristik von Flugzeugschleppantennen sind schon früher Untersuchungen angestellt worden. So sind während des Krieges von Baldus, Buchwald und Hase[1])[2]) experimentelle, von Burstyn[3]) theoretische Untersuchungen gemacht worden. In neuerer Zeit haben dann noch Eisner, Faßbender und Kurlbaum[4]) gelegentlich von Strahlungsmessungen die Charakteristik der 70-m-Antenne für den Fall aufgenommen, daß das Flugzeug unter einem kleinen Winkel gegen die Horizontalebene erscheint.

Die vorliegende Arbeit hat zum Ziel, die Sendecharakteristik der üblichen 70 m langen Schleppantenne insbesondere bei modernen Ganzmetallflugzeugen zu untersuchen und hauptsächlich den Fall sowohl experimentell als auch theoretisch zu behandeln, für den die Empfangsfeldstärke durch die Dipolwirkung der Flugzeugantenne ausgelöscht wird. Dies war um so erwünschter, als in der Praxis häufig übertriebene Vorstellungen von der Schädlichkeit der Richtwirkung der Schleppantenne vorhanden waren. Die Versuche wurden durchgeführt bei der Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V. in Berlin-Adlershof.

II. Theoretische Grundlagen. Formeln für die Berechnung der Sendecharakteristik.

Infolge des Fahrwindes und der Belastung durch das Antennenei nimmt die Antenne eine parabel-

Digitized by Google

ähnliche Gestalt an. Diese Gestalt der Schleppantenne ist von Liebers[5]) auf rechnerischem Wege bestimmt worden. Sie stimmt mit photographischen Messungen überein, die von Baldus 1917 bei der F. T. Vers. Abt. Döberitz[6]) gemacht worden sind.

Man kann sich die Schleppantenne mit dem Ganzmetallkörper des Flugzeuges als Gegengewicht ersetzt denken durch einen Dipol, der gegen die Horizontale um einen kleinen Winkel geneigt ist. Infolge des Schraubenstrahles der Luftschraube fällt die Horizontalprojektion der Antenne nicht mit der Flugzeugachse zusammen, sondern bildet mit ihr einen Winkel von einigen Graden.

Im folgenden seien die von Burstyn[3]) gegebenen Formeln für die Berechnung der Sendecharakteristik, soweit sie hier von Bedeutung sind, zusammengestellt. Nach den Burstynschen Formeln, die unter der Voraussetzung vollkommener

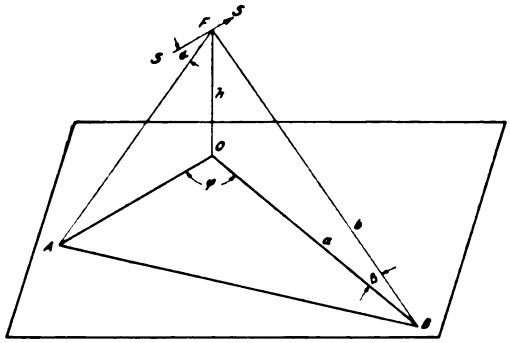


Bild 1.
Schematische Darstellung der vorkommenden Winkel und Strecken.

Leitfähigkeit des Erdbodens abgeleitet sind, ergibt sich für große Entfernungen keine Richtwirkung der Schleppantenne. Infolge der unvollkommenen Leitfähigkeit des Erdbodens kann aber auf große Entfernungen durch die Neigung des elektrischen Feldvektors eine beachtliche Richtwirkung eintreten. Dieser Fall ist in Abschnitt 3 theoretisch behandelt. Die folgenden Bezeichnungen stimmen größtenteils mit den von Burstyn in seiner Arbeit benutzten überein. Es bezeichnet entsprechend Bild 1:

a = horizontaler Abstand zwischen Bodenstation und Flugzeug.
b = räumlicher Abstand zwischen Bodenstation und Flugzeug.
α = Winkel des Ersatzdipols der Flugzeugantenne gegen die Horizontale.
β = Sichtwinkel, unter dem das Flugzeug von der Bodenstation aus erscheint.
φ = Winkel zwischen der Horizontalprojektion des Sehstrahles Bodenstation—Flugzeug und der Flugzeug-Antenne (für das wegfliegende Flugzeug ist $\varphi = 0°$).
$\mathfrak{F}$ = Empfangsfeldstärke.

In Bild 1 bezeichnet ferner:

F = Flugzeug.
FS = Achse des Flugzeuges.
FA = Richtung des Ersatzdipoles der Schleppantenne.
B = Bodenstation.
O = Spur der Senkrechten aus der Flugzeugmitte auf die Erdoberfläche.

1. Empfang mit offener Antenne.

Nach dem Strahlungsgesetz muß die Empfangsfeldstärke proportional sein

1. dem Reziprokwert des räumlichen Abstandes b zwischen beiden Dipolen,
2. dem Sinus des Winkels ξ, welchen die Strahlungsrichtung mit dem sendenden Dipol einschließt („Ausstrahlungswinkel"),
3. dem Sinus des Winkels η, welchen der elektrische Feldvektor mit dem Empfangsdipol einschließt („Aufnahmewinkel").

Die Empfangsfeldstärke beträgt daher

$$\mathfrak{F} = k \cdot \frac{1}{b} \cdot \sin\xi \cdot \sin\eta \qquad (1)$$

Die Winkel ξ und η lassen sich durch die Winkel α, β und φ ausdrücken. Es ist

$$\cos\xi = \sin\alpha \cdot \sin\beta + \cos\alpha \cdot \cos\beta \cdot \cos\varphi \qquad (2)$$

$$\sin\eta = \frac{\sin\alpha - \cos\xi \cdot \sin\beta}{\sin\xi} \qquad (3)$$

Außerdem ergibt sich:

$$b = \frac{a}{\cos\beta} \qquad (4)$$

Diese Werte, in Gleichung (1) eingesetzt, ergeben:

$$\mathfrak{F} = k \cdot \frac{\cos^3\beta}{a}(\sin\alpha - \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\beta \cdot \cos\varphi) \qquad (5)$$

Aus Formel (5) läßt sich der Relativwert der Empfangsfeldstärke für jede beliebige Stellung des Flugzeuges berechnen.

Sonderfälle.

a) Das Flugzeug fliegt geradlinig in gleichbleibender Höhe h.

Dann ist

$$a = \frac{h}{\operatorname{tg}\beta} \qquad (6)$$

und Gleichung (5) wird zu

$$\mathfrak{F} = k \cdot \frac{1}{h} \cdot \sin\beta \cdot \cos\beta\,(\sin\alpha \cdot \cos\beta - \cos\alpha \cdot \sin\beta \cdot \cos\varphi) \qquad (7)$$

Überfliegt das Flugzeug die Station genau, so ist für den Anflug $\varphi = 180°$, also $\cos\varphi = -1$ und für den Abflug $\varphi = 0$, also $\cos\varphi = +1$. Dies ergibt

$$\mathfrak{F} = k \cdot \frac{1}{h} \cdot \frac{\sin 2\beta}{2} \cdot \sin(\alpha \pm \beta) \qquad (8)$$

Das negative Vorzeichen gilt für das wegfliegende Flugzeug.

b) Das Flugzeug dreht sich auf der Stelle (praktisch zu verwirklichen durch Sternflüge).

Für diesen Fall sind in Gleichung (5) α und β konstante Winkel. Die Charakteristik ändert sich mit dem Sichtwinkel β. Die Aufnahme bei verändertem β kann entweder bei konstantem a oder konstantem b angestellt werden. Im letzten Falle nimmt Formel (5) folgende Gestalt an:

$$\mathfrak{F} = k \frac{\cos^2\beta}{b}(\sin\alpha - \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\beta \cdot \cos\varphi) \qquad (5a)$$

Digitized by Google

2. Empfang mit Rahmenantenne

Hierbei sei ε der Winkel, den die Fläche des um eine senkrechte Achse drehbaren Rahmens mit der Horizontalprojektion der Verbindungslinie Bodenstation—Flugzeug einschließt, gezählt im gleichen Sinne wie η. Die übrigen Bezeichnungen bleiben dieselben, nur ist an Stelle des Winkels η jener Winkel χ einzusetzen, den der magnetische Feldvektor mit der Rahmennormalen einschließt. Es gilt entsprechend Gleichung (1)

$$\mathfrak{F} = k \cdot \frac{1}{b} \cdot \sin\xi \cdot \sin\chi \tag{9}$$

Auf stereometrischem Wege findet man, wie oben,

$$\sin\chi = \frac{-\cos\alpha \cdot \sin\beta \cdot \cos(\varepsilon+\varphi) + \sin\alpha \cdot \cos\beta \cdot \cos\varepsilon}{\sin\xi} \tag{10}$$

Dies und Gleichung (4) in (9) eingesetzt, ergibt

$$\mathfrak{F} = k \frac{\cos\beta}{a} [-\cos\alpha \cdot \sin\beta \cdot \cos(\varepsilon+\varphi) + \sin\alpha \cdot \cos\beta \cdot \cos\varepsilon] \tag{11}$$

Für den Fall, daß der Rahmen stets in Richtung zum Flugzeug gedreht wird (maximaler Empfang), ist $\varepsilon = 0$. Dann wird

$$\mathfrak{F} = k \frac{\cos^2\beta}{a} (\sin\alpha - \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\beta \cdot \cos\varphi) \tag{12}$$

Es interessieren wieder die beiden Sonderfälle.

a) Das Flugzeug fliegt geradlinig in gleichbleibender Höhe h.

Für diesen Fall gilt wieder Gleichung (6). Dann ist

$$\mathfrak{F} = k \frac{\sin\beta}{h} (\cos\beta \cdot \sin\alpha - \cos\alpha \cdot \sin\beta \cdot \cos\varphi) \tag{13}$$

Für genaues Überfliegen ist, wie oben, $\varphi = 0$ bzw. $180°$, so daß sich ergibt

$$\mathfrak{F} = k \cdot \frac{1}{h} \cdot \sin\beta \cdot \sin(\alpha \pm \beta) \tag{14}$$

Das negative Vorzeichen gilt wie in Gleichung (8) für das wegfliegende Flugzeug.

b) Das Flugzeug dreht sich auf der Stelle (Sternflug).

Hier sind in Gleichung (12) α und β konstant zu setzen. Führt man, wie oben, an Stelle von α bei verschiedenen Winkeln β den räumlichen Abstand b als konstant ein, so wird

$$\mathfrak{F} = k \cdot \frac{1}{b} \cdot \cos\beta (\sin\alpha - \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\beta \cdot \cos\varphi) \tag{12a}$$

Die Formeln (1) bis (11) sind, wie oben erwähnt, bereits von Burstyn[3]) angegeben.

3. Zahlenbeispiele zu 1. und 2. (Sonderfälle).

Die Zahlenwerte von $\mathfrak{F}$, die sich aus obigen Gleichungen für die einzelnen Fälle ergeben, wurden berechnet unter der Annahme, daß der Abgangswinkel des Ersatzdipols der Flugzeugantenne $\alpha = 16°$ beträgt.

Für den Überfliegungsversuch ergibt sich unter Verwendung von Gleichung (8) und (14) für Empfang mit Hochantenne Bild 2 und für den Rahmen Bild 3. Dabei ist $\frac{k}{h} = 1$ gesetzt worden, da es hier nur auf die Relativwerte ankommt. Für die Höhe ist als Beispiel $h = 1000$ m eingesetzt.

Zum Verlauf der Kurven auf Bild 2 und 3 ist folgendes zu bemerken. Beim Empfang mit offener Antenne steigt die Empfangsfeldstärke zunächst auf

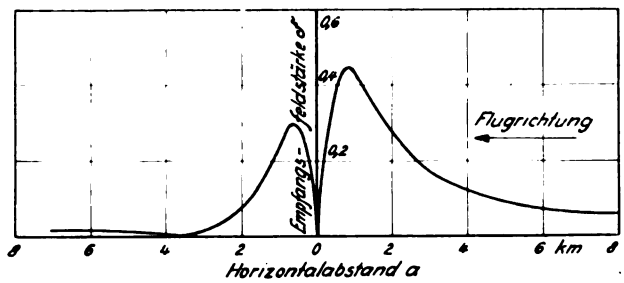


Bild 2.
Berechnete Feldstärke für Ueberfliegen bei Empfang mit offener Antenne.

ein absolutes Maximum kurz vor dem Überfliegen der Bodenstation. Befindet sich das Flugzeug direkt über der Bodenstation, so tritt eine Nullstelle auf, die durch die Empfangscharakteristik des senkrechten Dipols verursacht ist. Hier erleidet der Empfangsstrom

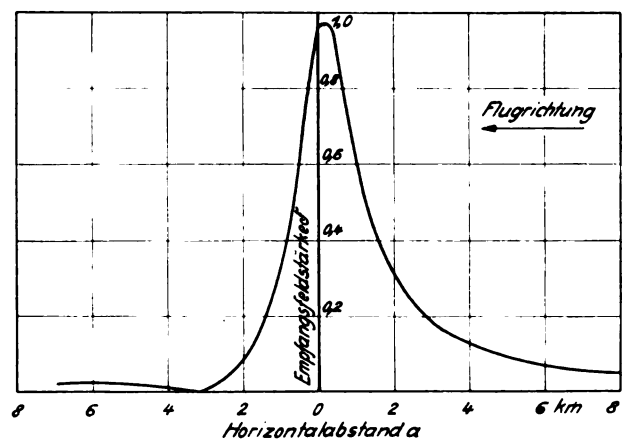


Bild 3.
Berechnete Feldstärke für Ueberfliegen bei Empfang mit Rahmenantenne.

einen Phasensprung von $180°$, der in der Berechnung durch ein negatives Vorzeichen zum Ausdruck kommt. Die zweite Nullstelle ist durch die Dipolcharakteristik der Sendeantenne verursacht und liegt für Rahmenempfang an derselben Stelle wie bei Empfang mit offener Antenne. Dagegen fehlt in der Kurve für Rahmenempfang das erste Minimum, da der Rahmen eine gleichmäßige Empfangscharakteristik in der Rahmenebene hat. Das Maximum der Kurve für Rahmenempfang liegt um so weiter vor der Bodenstation, je größer der Winkel α der Sendeantenne ist. Man erhält die Kurve Bild 2 durch Multiplikation der Kurve Bild 3 mit der Empfangscharakteristik des senkrechten Dipols.

Für den Fall b), daß das Flugzeug sich auf der Stelle dreht (Sternflug), ergibt sich die graphische Darstellung in Bild 4. Es ist hier mit Gleichung (5a)

Digitized by Google

gerechnet worden, d. h. für verschiedene Winkel ist der räumliche Abstand b konstant angenommen. Formel (5a) gilt für Empfang mit offener Antenne. Bild 4 gilt zugleich für Rahmenempfang, wenn hierfür nicht b sondern der horizontale Abstand a bei Variierung des Parameters β konstant bleibt, etsprechend Gleichung (12). Die Gestalt der zugehörigen Kurven $\mathfrak{F} = f(\varphi)$ in Polarkoordinaten ändert sich nicht für nur einen Wert von β, mag man nun mit a oder mit b rechnen. Lediglich das Verhältnis der Größtwerte von $\mathfrak{F}$ ändert sich beim Variieren von β, wenn man b statt a konstant läßt. Auch hier ist der Faktor $\frac{k}{b} = 1$ gesetzt worden.

der verschwindenden Empfangsfeldstärke sich nur wenig ändert.

4. Richtwirkung bei großen Entfernungen.

Aus den obigen Darlegungen ist zunächst zu schließen, daß bei dem für die Praxis wichtigen Fall großer Entfernungen und normaler Flughöhe, also bei einem Sichtwinkel $\beta \approx 0$ keinerlei Richtwirkung der Flugzeugantenne mehr auftritt.

Die oben entwickelten Formeln gelten nur bei vollkommener Leitfähigkeit des Erdbodens, wenn also der Vektor der elektrischen Feldstärke senkrecht zur Erde steht. Dies trifft in Wirklichkeit nur für die Ausbreitung über See einigermaßen zu. Die Neigung γ des elektrischen Vektors gegen die Senkrechte beträgt[7])

$$\operatorname{tg}\gamma = \sqrt{\frac{\frac{f\cdot\varrho}{36\cdot 10^{11}}}{\sqrt{1+\left(\frac{f\cdot\varrho\cdot\varepsilon}{36\cdot 10^{11}}\right)^2}}} \qquad (16)$$

Dabei ist

f = Frequenz in Hertz,
ϱ = spezifischer Widerstand in Ohm · cm,
ε = Dielektrizitätskonstante.

Diese Werte sind:

Medium	ε	ϱ in Ohm·cm
Seewasser . . .	80	100
Süßwasser . . .	80	10^5
Naßer Boden . .	5—15	10^5
Trockner Boden .	2—6	10^6

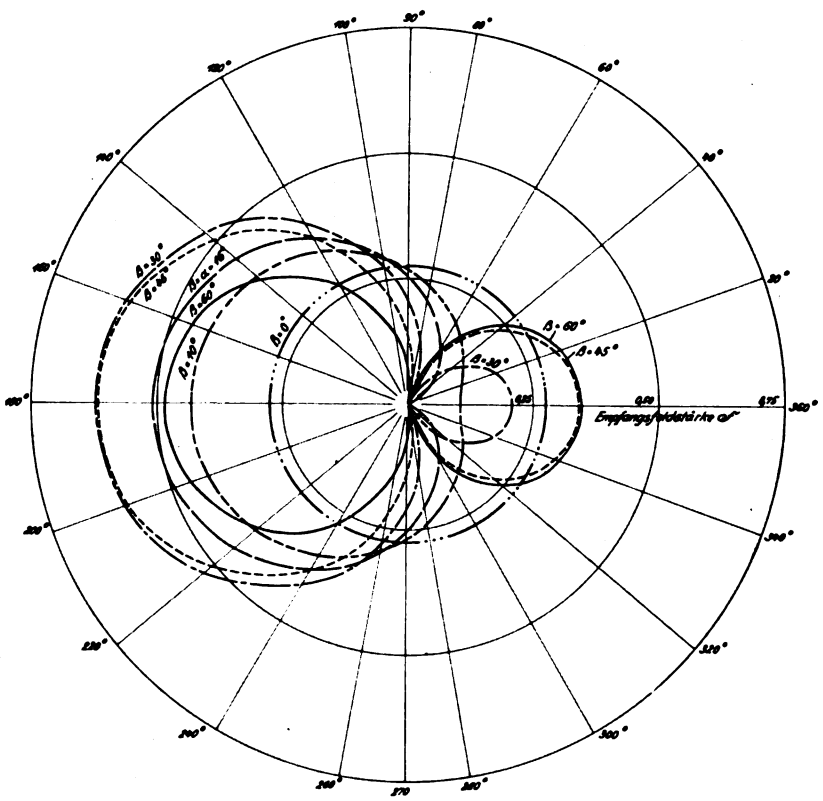


Bild 4.
Berechnete Sendecharakteristik für verschiedene Sichtwinkel β.

In dem Bild 4 ist die Charakteristik für $\beta = 0$ ein Kreis, der sich mit wachsendem Winkel β allmählich in eine Herzkurve verwandelt. Dieser Fall ist bei $\beta = a$ erreicht. Für noch größere Winkel β ergeben sich zwei geschlossene Schleifen, die um 180° in der Phase verschieden sind. Für $\beta = 90°$ ist bei Empfang mit Hochantenne $\mathfrak{F} = 0$.

Soll in Gleichung (5) bzw. (12) $\mathfrak{F} = 0$ werden, so muß der Klammerausdruck $= 0$ werden. Man erhält daraus die Werte von φ, die den Sichtwinkeln β für $\mathfrak{F} = 0$ entsprechen.

$$\cos\varphi = \frac{\sin a}{\cos a \cdot \operatorname{tg}\beta} = \frac{\operatorname{tg} a}{\operatorname{tg}\beta} \qquad (15)$$

Diese Werte sind für $a = 16°$ in Bild 5 graphisch dargestellt. Aus Bild 5 ergibt sich, daß bei einer Abweichung des Winkels φ von Null, die etwa durch ungenaues Kurshalten beim Überfliegungsversuch bedingt sein könnte, der Sichtwinkel β für den Fall

Digitized by Google

Mit diesen Werten erhält man für γ die Zahlentafel 1.

Zahlentafel 1[7]).

Wellenlänge λ m	über See	über trockenem Boden
15 000	$\gamma = 0°\ 2{,}5'$	$\gamma = 4°\ 18'$
1 500	0° 8′	13° 30′
150	0° 25′	32° 12′
15	1° 23′	35°

Für die in Europa gebräuchliche Flugzeugwelle von 900 m entsprechend $f = 333$ kHz ergibt sich für trockenen Boden $\gamma = 16° 50'$ und für nassen Boden $\gamma = 5° 29'$. Zwischen diesen beiden Werten wird der Neigungswinkel γ bei Ausbreitung über Land schwanken. Wir wollen nun kurz ableiten, welchen Einfluß die Neigung der Feldstärke auf die Empfangscharakteristik der Flugzeugschleppantenne hat.

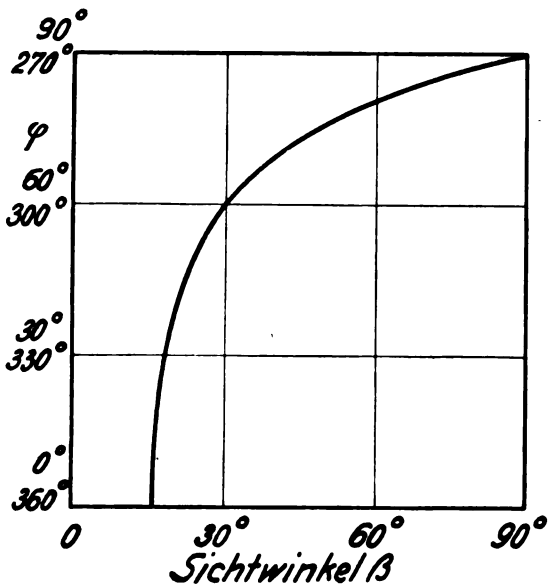


Bild 5.
Nullstellen für $\mathfrak{F}$ bei $\beta \geqq \alpha$.

Wir zerlegen die unter dem Winkel γ in Richtung der Fortpflanzung geneigte Feldstärke $\mathfrak{F}$ in eine vertikale Komponente

$$\mathfrak{F}_v = \mathfrak{F} \cdot \cos\gamma \tag{17}$$

und in eine horizontale Komponente

$$\mathfrak{F}_h = \mathfrak{F} \cdot \sin\gamma \tag{18}$$

Die vertikale Komponente wirkt auf den Ersatzdipol der empfangenden Flugzeugantenne ein mit

$$\mathfrak{F}_v' = \mathfrak{F}_v \cdot \sin\alpha = \mathfrak{F} \cdot \sin\alpha \cdot \cos\gamma \tag{19}$$

Die horizontale Komponente wird empfangen proportional

1. dem cos α des Ersatzdipoles,
2. dem cos φ des Ersatzdipoles.

Es wird also

$$\mathfrak{F} = \mathfrak{F}_h \cdot \cos\alpha \cdot \cos\varphi = \mathfrak{F} \cdot \sin\gamma \cdot \cos\alpha \cdot \cos\varphi \tag{20}$$

Die für den Empfänger wirksame Feldstärke $\mathfrak{F}_w$ ist dann

$$\mathfrak{F}_w = \mathfrak{F}_v + \mathfrak{F}_h'$$
$$\mathfrak{F}_w = \mathfrak{F}(\sin\alpha \cdot \cos\gamma + \cos\alpha \cdot \sin\gamma \cdot \cos\varphi) \tag{21}$$

oder auch

$$\mathfrak{F}_w = \mathfrak{F} \cdot \cos\gamma\ (\sin\alpha + \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\gamma \cdot \cos\varphi) \tag{21a}$$

Das ist fast dieselbe Gleichung wie (12a), nur daß γ statt β und statt des Minuszeichens der Klammer ein Plus steht. Die Kurven in Bild 4 gelten daher auch für diesen Fall, wenn sie um 180° gedreht werden.

Wir hatten oben gesehen, daß wir für eine Wellenlänge von 900 m mit einem Winkel γ zwischen 5½ und 17° rechnen müssen. Nimmt man im Mittel 10° an, so hat man nach Bild 4 schon eine recht starke Richtwirkung, bei der die kleinste Empfangsfeldstärke (Flugrichtung zum Sender) nur 24% des Größtwertes (Flugrichtung vom Sender) beträgt. Im Gegensatz zu der anfangs betrachteten Richtwirkung für größere Sichtwinkel β hängt diese Richtwirkung für größere Entfernungen sehr stark von der Wellenlänge ab.

III. Versuche.

1. Überfliegungsversuche.

Die Versuche zerfallen in zwei Gruppen. Zunächst sollte der Abgangswinkel α des Ersatzdipoles der Schleppantenne bestimmt werden. Dieser Wert wurde durch Überfliegen in konstanter Höhe ermittelt. Danach konnte durch Sternflüge der Fall verwirklicht werden, daß sich das Flugzeug im Raum dreht. Es wird so der Schnitt der räumlichen Charakteristik mit einem Umdrehungskegel gewonnen, der so gewählt wurde, daß der Sichtwinkel β gleich dem vorher ermittelten Winkel α gemacht wurde.

Das verwendete Flugzeug D 212 war ein Ganzmetallflugzeug von Junkers, Baumuster F 13, der Sender ein normaler 70-Watt-Flugzeugsender von Telefunken. Als Antenne diente die übliche 70 m lange Schleppantenne. Die Relativgeschwindigkeit des Flugzeuges gegen die umgebende Luft (Staudruck) betrug 130 bis 140 km/Std. Empfangen wurde in einem kleinen Holzhäuschen am Rande des Flugplatzes in Adlershof. Als Empfangsantenne diente meist eine aus 6 Strahlen bestehende Schirmantenne mit symmetrischem Gegengewicht. Die effektive Höhe der Schirmantenne war für die verwendete Wellenlänge von $\lambda = 450$ m zu 6,5 m ermittelt worden. Für alle Versuche wurde einheitlich eine Wellenlänge von $\lambda = 450$ m verwendet.

Für sämtliche Feldstärkemessungen wurde das Feldstärkemeßgerät nach Anders[4])[8]) verwendet. Das Andersche Gerät ermöglicht die Messung des sehr kleinen Empfangsstromes I_2. Bezeichnet man mit R_a den Äquivalentwiderstand des Antennenkreises und mit h_{eff} die effektive Höhe der Antenne, so ergibt sich die Feldstärke zu

$$\mathfrak{F} = \frac{I_2 \cdot R_a}{h_{eff}}$$

a) Beschreibung des Verfahrens zur Bestimmung des Ausgangswinkels α der Schleppantenne.

Das Flugzeug fliegt mit gleichbleibender Geschwindigkeit und in konstanter Höhe möglichst genau in gerader Richtung über das Empfangshaus. Dabei wird vom Flugzeug aus in Abhängigkeit von der Zeit der Flugzeugort nach der Karte beobachtet. Außerdem wird der Sendestrom abgelesen.

Am Boden wurde zunächst versucht, bei konstanter Einstellung der Kopplung am Feldstärkemeßgerät den Elektrometerausschlag in Abhängigkeit von

Digitized by Google

der Zeit aufzuschreiben, derart, daß alle 2 Sekunden eine Ablesung erfolgte. Doch zeigte es sich, daß namentlich bei geringeren Flughöhen die Änderungen der Feldstärke so schnell erfolgten, daß auf diese

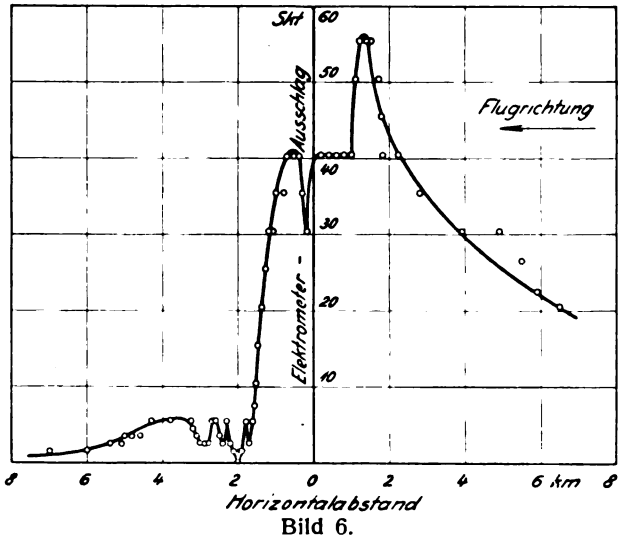


Bild 6.
Ueberfliegungsversuch, aufgenommen mit Elektrometer.

Weise eine einwandfreie Ablesung nicht möglich war oder doch nur als Zufallserfolg erzielt wurde. Der bestgelungene Versuch dieser Art vom 19. Dezember 1928 ist in Bild 6 graphisch aufgetragen. Der

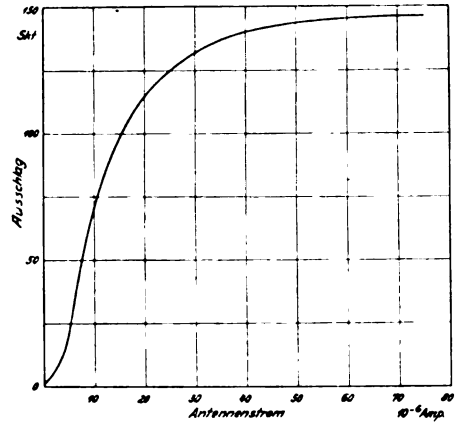


Bild 7.
Eichkurve des Gleichrichtermeßgerätes.

Elektrometerausschlag ist von 10 Skalenteilen ab der Empfangsfeldstärke ungefähr proportional[1]), so daß aus Bild 6 auf den relativen Verlauf der Feldstärken geschlossen werden kann. Die Flughöhe betrug $h = 500$ m, der Sendestrom war praktisch konstant $I_s = 2{,}35$ Amp. In 2 km Entfernung nach dem Überfliegen des Empfangshauses sank die Feldstärke auf 0. Hieraus berechnet sich der zugehörige Sichtwinkel β zu 14° 3′.

Der Flugzeugsender arbeitete hierbei rein ungedämpft. Es zeigte sich, daß während mehrerer Minuten der Überlagerungston nicht konstant blieb, sondern sich langsam nach oben oder nach unten verschob. Dadurch wurden die Meßergebnisse gefälscht, besonders da der Niederfrequenzverstärker mit Tonselektion ausgestattet war. Deshalb wurde eine andere Methode mit schreibendem Instrument ausgearbeitet. Der Sender arbeitete hierbei tonmoduliert ungedämpft. Der Ton blieb auf diese Weise über lange Zeit gut konstant und geringfügige Schwankungen der Wellenlänge machten sich nicht mehr störend bemerkbar. Über den Ausgangstransformator des Feldstärkemeßgerätes wurde eine Röhre, Muster *OR*, von Siemens & Halske in Anodengleichrichterschaltung (Richtverstärker) angeschlossen. Die Eichkurve der Meßanordnung einschließlich des Feldstärkemeßgerätes bei einer bestimmten Einstellung der Kopplung gibt Bild 7 wieder, die die Abhängigkeit des Ausschlages vom Strom I_2 in der Empfangsantenne darstellt. Von etwa 140 Skt. (Vollausschlag 200 Skt.) ab zeigt das Gerät eine starke Sättigungserscheinung. Durch Variieren der Kopplung kann die Empfindlichkeit der Einrichtung in weiten Grenzen verändert werden, doch bleibt der Charakter der Kurve stets der gleiche. Da es hier vor allem darauf ankam, den Feldstärkeverlauf in der Nähe der Nullstelle festzuhalten, wurde stets mit ziemlich hoher Empfindlichkeit gearbeitet. Daher fallen die Maxima vollständig in den Sättigungsbereich und sind sehr stark abgeflacht, so daß es leider nicht möglich ist, die Ausschläge der registrierten Diagramme an Hand der Eichkurve in (relative) Feldstärken umzuwerten. Der Papiervorschub betrug 123 mm/min. Da die Trägheit des beweglichen Systems klein war, war es durch diese Einrichtung möglich, auch ziemlich rasch verlaufende Empfangsstromänderungen noch einwandfrei zu registrieren.

Der Verlauf der Versuche war nun folgender. Das Flugzeug flog in konstanter Höhe in gerader Linie über das Empfangshaus hinweg. Zu Beginn eines jeden Versuches gab das Flugzeug ein Ankündigungszeichen. Das Überfliegen der Station wurde vom Boden aus beobachtet und der Zeitpunkt des Überfliegens auf dem Papierstreifen markiert. Der Abstand von der Marke bis zum Minimum konnte dann gemessen und in Zeit umgerechnet werden. Nach den Beobachtungen des Flugzeugortes als Funktion der Zeit wurden dann die Weg-Zeitlinien gezeichnet und hieraus die der Zeit vom Überfliegen des Empfangshauses bis zum Minimum entsprechende Flugstrecke

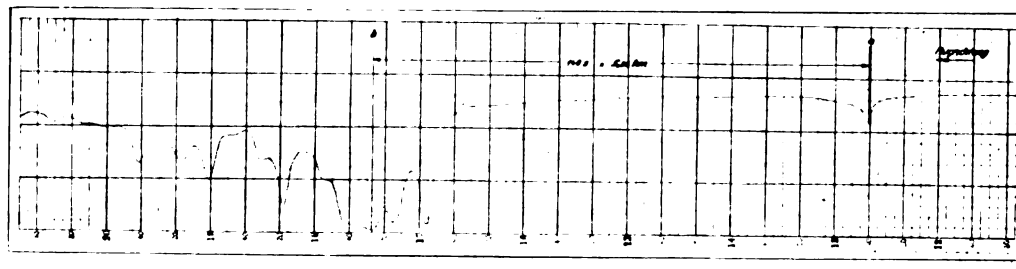


Bild 8.
Registrierstreifen vom Ueberfliegungsversuch. Linie a: das Flugzeug befindet sich senkrecht über der Empfangsantenne. Linie b: das Flugzeug erscheint unter dem Sichtwinkel $\beta = \alpha$.

Digitized by Google

in km entnommen. Aus dieser Strecke a_0 und aus der barometrisch bestimmten Flughöhe erhält man den zugehörigen Winkel β, der gleich dem Abgangswinkel α des Ersatzdipoles der Flugzeugantenne ist.

b) Ergebnisse der Überfliegungsversuche.

Überfliegungsversuche wurden an 5 verschiedenen Tagen ausgeführt. Dabei wurde das Haus insgesamt 37mal überflogen. Die Flughöhe wurde von 300 bis 1900 m variiert. Bild 8 zeigt die Wiedergabe eines Registrierstreifens. Man kann das von der offenen Empfangsantenne herrührende erste Minimum sowie das vor allem interessierende zweite Minimum deutlich erkennen. Zahlentafel 2 bringt eine Zusammenstellung der bei den Überfliegungsversuchen erhaltenen Ergebnisse.

Zahlentafel 2.

Zusammenstellung der Überfliegungsversuche.

Tag des Versuches	Nr.	Flughöhe h m	Sichtwinkel $\alpha = \beta$	Mittelwert α
19. 1. 29	1	300	16° 45′	16° 34′
	2	300	16° 45′	
	3	300	16° 45′	
	4	300	16° 0′	
25. 1. 29	5	300	18° 30′	18° ′
	6	500	16° 25′	
	7	700	19° 20′	
8. 2. 29	8	300	14° 0′	15° 35′
	9	500	15° 5′	
	10	500	12° 20′	
	11	1000	17° 25′	
	12	1000	16° 50′	
	13	1500	16° 25′	
	14	1500	16° 10′	
	15	1500	16° 25′	
28. 6 29	16	1140	18° 35′	18° 33′
	17	1135	17° 45′	
	18	1140	21° 30′	
	19	1150	20° 20′	
	20	1610	21° 25′	
	21	1610	17° 50′	
	22	1560	17° 40′	
	23	1630	14° 55′	
	24	1610	16° 55′	
28. 9. 29	25	1195	16° 48′	18° 50′
	26	1840	19° 0′	
	27	1860	18° 59′	
	28	1860	19° 11′	
	29	1895	19° 29′	
	30	1895	19° 23′	
	31	1895	19° 9′	
	32	1925	16° 30′	
	33	190)	19° 48′	
	34	1220	20° 10′	
	35	1200	18° 25′	
	36	1210	17° 4′	
	37	1200	20° 30′	

Mittelwert aller Versuche $\alpha = 17° 45′$.

Die zeitlich dichter zusammenliegenden 15 Versuchsflüge vom 19. Januar, 25. Januar und 8. Februar 1929 ergaben einen Mittelwert von $\alpha = 16° 19′$, der auch für die später beschriebenen Sternflüge zugrunde gelegt wurde. Die späteren Versuche ergaben als Mittelwerte für 9 Flüge am 28. Juni 1929 $\alpha = 18° 33′$ und für 13 Flüge am 18. September 1929 $\alpha = 18° 50′$. Der gesamte Mittelwert aus allen Flügen beträgt $\alpha = 17° 45′$.

Die Einzelwerte dieser Versuche zeigen eine ziemlich starke Streuung um die Mittelwerte. Die Gründe hierfür sind im wesentlichen folgende:

1. Die Schleppantenne hängt nicht vollkommen ruhig, sondern führt auch bei ziemlich ruhigem Wetter Pendelungen um eine Mittellage aus. Diese Pendelungen sind bei böigem Wetter noch wesentlich stärker. Hierdurch wird der Winkel α des Ersatzdipols geändert. Damit wird vor allem auch die Erscheinung erklärt, daß bei manchen Diagrammen nicht ein, sondern zwei ausgeprägte Minima vorhanden sind. Auch nähert sich die Feldstärke dem Nullwert nicht stetig, sondern mit der überlagerten Pendelschwingung der Antenne, deren Periode etwa 7 Sekunden beträgt. Von diesen 2 Nullstellen ist für die Auswertung dann der Mittelwert einzusetzen. Diese Erscheinung macht sich nur in unmittelbarer Nähe der Nullstelle bemerkbar, wenn also der Sichtwinkel β schon nahezu mit dem Abgangswinkel α zusammenfällt. Je größer die Flughöhe ist, um so langsamer ändert sich bei gleichbleibender Geschwindigkeit des Flugzeuges der Sichtwinkel β. Deshalb ist diese Erscheinung bei größeren Flughöhen schärfer ausgeprägt. Bei kleinen Höhen ändert sich der Sichtwinkel β schneller als der Abgangswinkel α, so daß hier als Nullstelle eine zufällige Stellung von α festgehalten wird. Dadurch kommt es auch, daß bei kleineren Höhen die Versuchsergebnisse stärker streuen.

2. Eine größere Flughöhe wirkt noch aus einem anderen Grunde günstig auf die Genauigkeit der Versuche. Die Strecke a_0 in km wird aus der Weg-Zeitlinie abgelesen. Es wird also hierfür die mittlere Geschwindigkeit des Flugzeuges zugrunde gelegt. Bei kleineren Flughöhen ist dieses Stück ziemlich klein und bei unruhigem Wetter kann die tatsächliche Geschwindigkeit des Flugzeuges für dies kleine Stück größer oder kleiner sein als die mittlere Geschwindigkeit laut Weg-Zeitlinie. Je größer die Flughöhe ist, desto größer wird diese Wegstrecke und mit desto größerer Genauigkeit kann die mittlere Geschwindigkeit zugrunde gelegt werden.

3. Es ist anzunehmen, daß die Geschwindigkeit des Flugzeuges relativ zur umgebenden Luft nicht immer genau die gleiche war. Mit der Fluggeschwindigkeit aber ändert sich die Form der Schleppantenne und damit der Abgangswinkel α des Ersatzdipols.

4. Es ist, besonders bei etwas seitlichem Wind, dem Flugzeugführer nicht immer möglich, die Bodenstation genau zu überfliegen. Bei ungenauem Überfliegen kommt der Winkel α zu groß heraus. Es läßt sich unter Benutzung von Gleichung (7) auf S. 90 berechnen, daß bei einem Abgangswinkel α von 16° beim Überfliegen der Bodenstation mit einem seitlichen Abstand von der halben Flughöhe ein Fehler von nur + 20 min herauskommt. Eine so große seitliche Abweichung ist bestimmt niemals erreicht worden; jedoch ist zu berücksichtigen, daß der hierdurch entstehende Fehler stets positiv ist, so daß der

Digitized by Google

erhaltene Mittelwert von 17° 45′ zweckmäßig auf 17° 30′ abgerundet wird.

2. Sternflüge.

a) Beschreibung des Meßverfahrens.

Für die Sternflüge wurde vom Flugzeug auf Welle $\lambda = 450$ m rein ungedämpft gesendet. Das Flugzeug kreuzte hierbei in möglichst vielen verschiedenen Richtungen über einem Punkt im Gelände, an dem ein Heydescher Phototheodolit aufgestellt war. Das Flugzeug gab nach einem Ankündungszeichen beim Überfliegen Dauerstrich. Im Moment des Überfliegens wurde das Flugzeug photographiert und gleichzeitig mit einem kleinen Sender auf $\lambda = 525$ m der Bodenstation in Adlershof ein Zeichen gegeben. In der Bodenstation wurde mit dem Andersschen Feldstärkemeßgerät in diesem Zeitpunkt die Empfangsfeldstärke gemessen. Im Flugzeug wurde noch der Sendestrom I_s als Funktion der Zeit aufgeschrieben.

Es wurden an zwei Tagen Sternflüge durchgeführt. Zur Zeit dieser Versuche war nur das Ergebnis der ersten 15 Flüge mit einem Mittelwert von $\alpha = 16° 19'$ bekannt. Für die Durchführung der Sternflüge wurde ein $\beta = 16°$ zugrunde gelegt. Die Horizontalabstände betrugen 4,5 bzw. 5,4 km. Die zugehörigen Soll-Flughöhen, die der Flugzeugführer nach dem Höhenmesser einhielt, waren $h = 1300$ bzw. 1550 m. Die genauen tatsächlichen Flughöhen ergeben sich aus der Auswertung der Aufnahmen auf dem Komparator.

Zur Ortsbestimmung wurde das Flugzeug genau senkrecht von unten mit dem Phototheodoliten im Moment der Messung aufgenommen. Der Phototheodolit war dabei mittels Kompaß nach Norden orientiert. Der Winkel φ' der Flugzeuglängsachse gegen die Verbindungslinie Phototheodolit—Bodenstation wurde auf einem Komparator ausgewertet. Die Genauigkeit der Winkelbestimmung am Komparator beträgt etwa $\pm$ ½°, wie eine Nachprüfung ergab. Aus der Brennweite des Objektives, der Spannweite der F 13, auf der Platte und in Wirklichkeit kann die tatsächlich im Moment der Messung geflogene Höhe ermittelt werden. Ebenso kann, da ja durch diese Werte der Maßstab der Aufnahmen gegeben ist, der Unterschied des wirklichen Horizontalabstandes Flugzeug—Bodenstation von der Entfernung Phototheodolit—Bodenstation ermittelt werden.

Mit dem Komparator kann nur der Winkel φ' zwischen Flugzeuglängsachse und der Verbindungslinie Phototheodolit—Bodenstation ermittelt werden. Von diesem Winkel φ' weicht der Winkel φ zwischen Flugzeuglängsachse und Horizontalprojektion Flugzeug—Bodenstation um so stärker ab, je größer der seitliche Horizontalabstand s des Flugzeugortes von der Verbindungslinie Phototheodolit — Bodenstation ist. Die so berechnete Korrektur des Winkels φ ist bei der Auswertung berücksichtigt. Sie ist im Durchschnitt beim zweiten Sternflug am 19. März 1929 wesentlich kleiner als beim ersten Sternflug (27. Februar 1929).

Am 27. Februar 1929 wurde mit der Schirmantenne empfangen. Es trat an diesem Tage sofort nach dem Start am Flugzeugsender eine Störung ein. Die Ergebnisse konnten trotzdem durch Umrechnung ver-

b) Ergebnisse der Sternflüge.

Zahlentafel 3.

Sternflug vom 27. 2. 29

Flughöhe nach Höhenmesser $h = 1300$ m.
Empfang mit Schirmantenne ($h_{eff} = 6{,}5$ m).
Widerstand des Antennenkreises $R_a = 13$ Ohm.
Wetter: sonnig, wolkenlos, kalt, Schneedecke.

Nr.	Zeit h m	I_s Amp.	Flughöhe m	Sichtwinkel β ° ′	Winkel φ ° ′	$\mathfrak{F}$ bez. auf 19.3.29 $\frac{\mu V}{m}$
1	11.12	2,05	1320	16 0	266 0	336
2	11.22	2,05	1278	15 20	237 30	672
3	11.25	2,05	1314	16 20	52 0	554
4	11.32	2,05	1281	16 5	177 30	731
5	11.36	2,10	1302	16 0	336 30	54,4
6	11.43	2,10	1300	15 40	138 0	420
7	11.51	2,10	1336	15 50	90 30	902
8	11 56	2,06	1362	16 5	248 30	680
9	12.00	2,10	1298	16 20	50 30	884
10	12.04	2,05	1335	15 30	224 30	788
11	12.09	2,05	1324	16 30	342 30	50
12	12.18	2,25	1330	15 55	302 0	1110
13	12.23	2,20	1335	15 45	142 0	1384

Mittelwert der Höhe (photogrammetrisch) $h = 1319$ m.
Mittelwert des Sichtwinkels $\beta = 15° 57'$.

Zahlentafel 4.

Sternflug vom 19. 3. 29

Flughöhe nach Höhenmesser $h = 1550$ m.
Empfang mit Rahmenantenne.
Widerstand des Rahmens $R_r = 8{,}5$ Ohm.
Wetter: sonnig, etwas bewölkt, kein Schnee.

Nr.	Zeit h m	I_s Amp.	Flughöhe m	Sichtwinkel β ° ′	Winkel φ ° ′	$\mathfrak{F}$ $\frac{\mu V}{m}$
14	14.22	2,15	1775	18 0	106 0	970
15	14.25	2,30	1740	18 6	288 0	32,5
16	14.28	2,34	1696	18 10	63 30	635
17	14.33	2,30	1731	18 35	225 0	915
18	14.37	2,36	1737	17 33	4 0	0
19	14.42	2,21	1774	17 57	199 0	1268
20	14.47	2,28	1683	18 0	332 0	125
21	14.50	2,24	1726	17 20	131 0	1260
22	14.56	2,25	1775	18 56	299 0	79
23	14.59	2,20	1705	18 16	101 30	1260*)
24	15.05	2,24	1740	18 40	260 0	1170
25	15 09	2,29	1681	17 45	66 30	560
26	15.13	2,22	1695	17 23	209 0	842
27	15.17	2,21	1765	18 16	356 0	42,3
28	15 21	2,22	1821	19 32	126 0	1370*)
29	15.25	2,30	1800	18 31	306 0	66,7
30	15.28	2,33	1747	18 40	84 30	1140
31	15.33	2,27	1755	19 05	267 0	350
32	15.38	2,33	1650	17 23	28 0	135

Mittelwert der Höhe (photogrammetrisch) $h = 1736$ m.
Mittelwert des Sichtwinkels $\beta = 18° 13'$.

*) Bei diesen Werten konnte der Vergleichsausschlag des Elektrometers bei Umschaltung auf den Hilfssender nicht ganz erreicht werden. Sie wurden daher im Verhältnis der Elektrometerausschläge umgerechnet.

Digitized by Google

wertet werden. Am 19. März 1929 wurde mit einer Rahmenantenne von $n = 2 \times 4$ Windungen und einer Fläche von $A = 2\,m^2$ empfangen.

Die gemessenen Feldstärken mußten in zweierlei Weise reduziert werden. Erstens auf konstanten Sendestrom von 1 Amp., zweitens auf konstante Entfernung. Die Empfangsfeldstärke ist der Sendestromstärke direkt, der Entfernung umgekehrt proportional. Man kann hier mit dem Entfernungsgesetz für reine

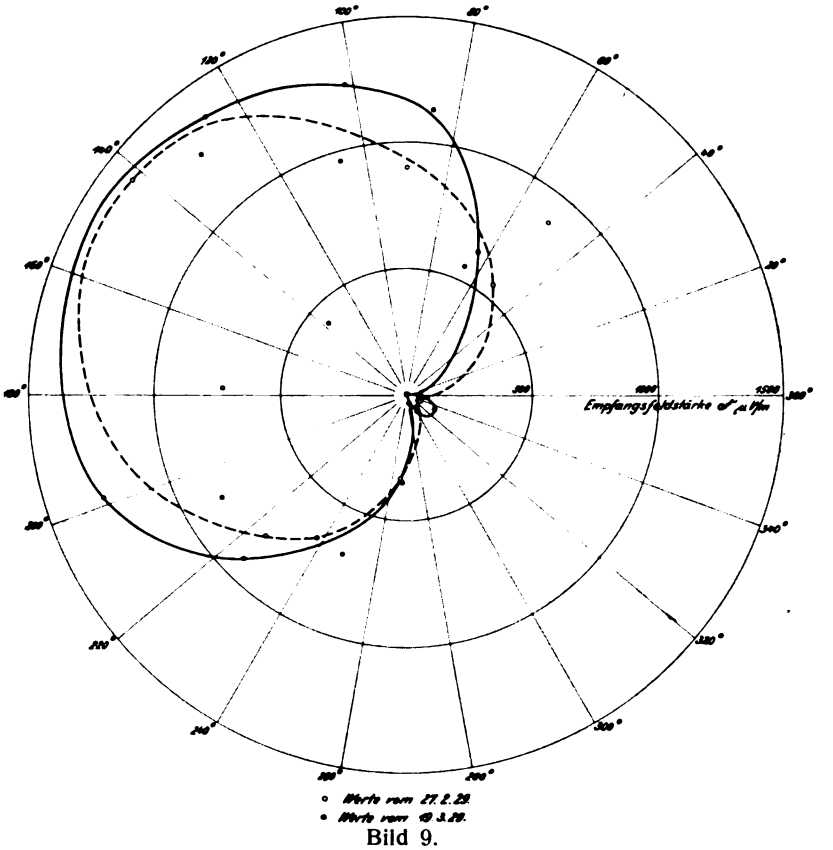


Bild 9.
Aufgenommene Sendecharakteristik für
$\beta = 15°\ 57'$ (27. 2. 29) und
$\beta = 18°\ 13'$ (19. 3. 29).

Strahlung rechnen, da das Nahwirkungsglied der Feldstärke bei den gewählten Entfernungen zu vernachlässigen ist. Das Nahwirkungsglied beträgt bei einem räumlichen Abstand von 4,68 km = 10,4 λ bzw. 5,68 km = 12,6 λ nur 1,5 bzw. 1,2% des Strahlungsgliedes.

Trägt man die Werte der Zahlentafeln 3 und 4 in ein Schaubild ein, so erhält man die Kurven des Bildes 9. Einige wenige Punkte, vor allem des ersten Versuchstages, fallen dabei ganz aus der Kurve heraus, was durch den nicht einwandfreien Zustand des Senders am 27. Februar 1929 erklärt werden kann. Durch die Versuchspunkte wurden dann die wahrscheinlichsten Kurven hindurch gelegt.

IV. Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie und mit früheren Untersuchungen.

Aus Bild 9 ist zu erkennen, daß am 27. Februar 1929 der Sichtwinkel β noch um ein geringes kleiner war als der Abgangswinkel α. Am 19. März 1929 dagegen war der Sichtwinkel β schon etwas größer als der Abgangswinkel α. Der tatsächliche Abgangswinkel muß demnach zwischen 15° 57′ und 18° 13′ liegen, was mit dem Ergebnis der Überfliegungsversuche (Mittelwert 17° 30′) gut übereinstimmt. Aus der Gestalt der Kurven des Bildes 9 ist zu schließen, daß der Abgangswinkel etwas näher an 15° 57′ als an 18° 13′ liegt, also abgerundet etwa 17° beträgt.

Bei den Versuchen von Baldus und Hase[1]) bestand seinerzeit übrigens keine Übereinstimmung der Überfliegungsversuche mit den Sternflügen. Beim Überfliegungsversuch ergab sich damals für das Minimum der Empfangsfeldstärke aus 1600 m Flughöhe und 5,8 km Abstand ein Winkel von $\alpha = 16°$. Aus der Gestalt der dann bei den Sternflügen erhaltenen Charakteristik ergibt sich, daß dabei der Sichtwinkel β nur ganz wenig kleiner als der Abgangswinkel α sein kann. Ausgeführt aber wurden die Sternflüge in 1600 m Höhe mit einem mittleren Abstand von 10 km, so daß sich der zugehörige Sichtwinkel zu $\beta = 9°$ ergibt. Wenn man hiernach α zu 11° annimmt, so besteht zwischen den Ergebnissen des Überfliegungsversuches und der Sternflüge eine Differenz von $16 - 11 = 5°$.

Die Gestalt der bei den Messungen der DVL. erhaltenen Kurven (Bild 9) stimmt im übrigen gut mit der von der Theorie geforderten überein.

Auch die Ergebnisse der Sternflüge von Baldus und Hase sowie von Eisner, Faßbender und Kurlbaum[4]) befinden sich in Übereinstimmung mit der Theorie. Baldus und Hase haben eine herzförmige Kurve erhalten für den Fall $\beta \approx \alpha$. Eisner, Faßbender und Kurlbaum dagegen haben den

Digitized by Google

Fall untersucht, daß β klein war. Die Flughöhe bei diesen Versuchen betrug nur 300 m, die horizontale Entfernung Bodenstation—Flugzeug 14,3 km und damit der Winkel $\beta = 1° 12'$. Für diesen Fall ergab sich als Charakteristik eine von der Kreisform nur ganz wenig abweichende Kurve. Berechnet man die theoretische Kurve für $\beta = 1° 12'$, so ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten.

Bei Bild 9 fällt auf, daß diese Kurven nicht symmetrisch zur Richtung $\varphi = 0$ liegen, sondern um etwa 30° nach rückwärts verdreht sind. Diese Verdrehung ist in gleicher Weise bei der von Eisner, Faßbender und Kurlbaum aufgenommenen Charakteristik vorhanden, die ebenfalls für ein Ganzmetallflugzeug Junkers F 13 gilt. Für diese Erscheinung bietet sich folgende Möglichkeit einer Erklärung: Die Horizontalprojektion der Flugzeugantenne fällt nicht mit der Flugzeuglängsachse, auf die sich der Winkel φ bezieht, zusammen, sondern bildet infolge der Wirkung des Schraubenstrahles der Luftschraube mit ihr einen Winkel von schätzungsweise 10°. Als Gegengewicht für den Antennendraht dient der Ganzmetallkörper des Flugzeuges. Über die Stromverteilung im Flugzeugkörper lassen sich keine genauen Angaben machen. Doch dürfte es wahrscheinlich sein, daß infolge der größeren Kapazität des Schwanzes und des hinteren Leitwerks gegen die Antenne der größte Teil des Stromes hierhin fließt. Bei gegebener Stromverteilung in einer beliebig geformten Antenne läßt sich nach einem Vorschlage von Burstyn[12]) die Lage des Ersatzdipoles bestimmen. Die Anwendung dieser Methode auf unseren Fall ergibt eine Verdrehung des Ersatzdipoles gegen die Flugzeugachse im Sinne der Versuchsergebnisse.

Bei dem Überfliegungsversuch erhielten Baldus und Hase im Gegensatz zur Theorie das erste Minimum, das durch die Dipolcharakteristik der offenen Empfangsantenne bedingt ist, vor dem Überfliegen der Bodenstation. Bei den Versuchen der DVL. lag dieses Minimum meist unmittelbar hinter dem Überfliegen der Bodenstation, was sich durch den unvermeidlichen geringen seitlichen Abstand der Flugzeugbahn von der Bodenstation in Übereinstimmung mit der Theorie gut erklären läßt. Ein Minimum vor dem Überfliegen der Bodenstation ist in keinem Falle beobachtet worden.

V. Zusammenfassung.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Ergebnisse aller Versuche im allgemeinen qualitativ gut mit der Theorie übereinstimmen.

Als Ergebnisse der vorliegenden Arbeit seien an dieser Stelle genannt:

(1) Die normale 70 m lange Schleppantenne mit dem Flugzeugkörper als Gegengewicht kann für eine relative Flugzeuggeschwindigkeit von etwa 140 km/Std. bei guter Übereinstimmung von Theorie und Versuch ersetzt werden durch einen aequivalenten Dipol, der um 16° bis 18° gegen die Horizontale geneigt ist.

(2) Die Flugzeugschleppantenne hat eine stark unregelmäßige Charakteristik für den Fall, daß der Sichtwinkel β annähernd gleich oder größer ist als der Abgangswinkel α dieses Ersatzdipoles. In dem für die Praxis wichtigen Fall, daß der Sichtwinkel β klein ist, ist keine Richtwirkung der Antenne vorhanden.

(3) Bildet jedoch infolge der unvollkommenen Leitfähigkeit des Erdbodens der elektrische Feldvektor einen Winkel mit der Senkrechten, so treten nach der Theorie beim Empfang auch für sehr kleine Winkel β starke Richtwirkungen auf. Dieser Fall ist bisher noch nicht experimentell nachgeprüft worden.

Schrifttum.

[1]) R. Baldus und R. Hase, Energetische Messungen im Hertzschen Felde der Flugzeugantenne. Jahrb. d. drahtl. Tel. **15**, S. 354, 1920.

[2]) E. Buchwald und R. Hase, Ueber Richtempfangsversuche im Flugzeug. Jahrb. d. drahtl. Tel. **15**, S. 101, 1920.

[3]) W. Burstyn, Drahtlose Telegrafie im Raume. Jahrb. d. drahtl. Tel. **16**, S. 322, 1920.

[4]) F. Eisner, H. Fassbender und G. Kurlbaum, Leistungs- und Strahlungsmessungen an Flugzeug- und Bodenstationen. Jahrb. d. drahtl. Tel. **31**, S. 109 u. 141, 1928.

[5]) F. Liebers, Ueber den Widerstand von Flugzeugantennen und die dadurch verursachte Verringerung der Flugleistungen. Luftfahrtforschung **1**, S. 147, 1928.

[6]) Handbuch der Flugzeugkunde. Herausgegeben von F. Wagenführ, **9**; Funkentelegrafie für Flugzeuge von E. Niemann, Berlin 1921, S. 46.

[7]) Taschenbuch der drahtlosen Telegrafie und Telefonie. Herausgegeben von F. Banneitz, Berlin 1927, S. 267.

[8]) G. Anders, Quantitative Empfangsmessungen in der Funkentelegrafie, ENT, **2**, S. 401, 1925; Referat Jahrb. d. drahtl. Tel. **28**, S. 91, 1926.

[9]) W. Burstyn, Die Strahlung und Richtwirkung einiger Luftdrahtformen im freien Raume. Jahrb. d. drahtl. Tel. **13**, S. 362, 1918.

(Eingegangen am 21. Dezember 1929.)

Unilaterales Peilwinkelzeigergerät mit rotierender Goniometer-Ankopplungsspule.

Von **Franz Berndorfer** und **Max Dieckmann**, Gräfelfing.

Inhaltsübersicht:

1. Das Grundsätzliche des Verfahrens.
2. Peilcharakteristik bei Verwendung zweier gekreuzter Rahmenantennen.
3. Peilcharakteristik bei Kombination zweier Rahmen mit einer ungerichteten Antenne.
4. Beschreibung der Versuchsgeräte.
5. Durchführung der Versuche.
6. Ergebnisse und Schluß.
7. Zusammenfassung.

1. In dem Bestreben Erfahrungen zu sammeln über verschiedene drahtlostelegraphische Peilverfahren, bei welchen als Richtungsindikator ein Zeigerinstrument zur Verwendung kommen kann[1]), wurde in der Gräfelfinger Versuchsstation ein Gerätsatz hergestellt, der als Peilwinkelzeigergerät nach dem Goniometerprinzip im Anschluß an einen Telefunkenempfänger zur Erprobung kam. Das Grundsätzliche des Verfahrens ist aus Bild 1 ersichtlich.

An die zueinander senkrecht stehenden Empfangs-

Digitized by Google

rahmen R_1 und R_2 sind über die zugehörigen Abstimmkondensatoren C_1 und C_2 die gekreuzten Goniometerspulen L_1 und L_2 angeschlossen. Innerhalb dieser festen Goniometerspulen dreht sich die Rahmenkopplungsspule K, welche in bestimmtem Übersetzungsverhältnis mit der rotierenden Achse des

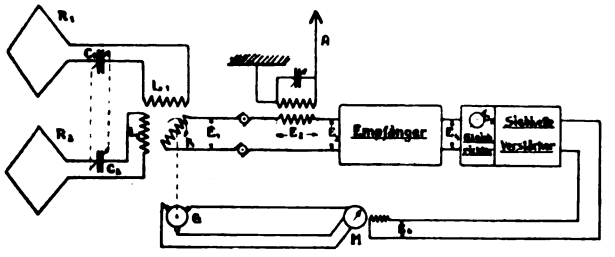


Bild 1.
Prinzipschaltung des Peilverfahrens.

Drehstromgenerators G gekuppelt ist. Durch Schleifringe und Bürsten wird dem Empfänger die proportional der Rotationsfrequenz modulierte, aus dem Empfangsrahmen entnommene Hochfrequenzenergie zugeführt. In die eine Zuleitung kann dabei eine Kopplungsspule gelegt werden, welche aus einer ungerichteten offenen Antenne A gespeist wird. Die bei Empfang durch die Rotation von K verursachte niederfrequente Modulationsfrequenz wird mittels Gleichrichter und Siebketten herausgesiebt und nach entsprechender Verstärkung dem beweglichen System

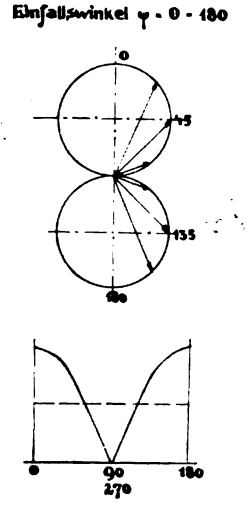


Bild 2.

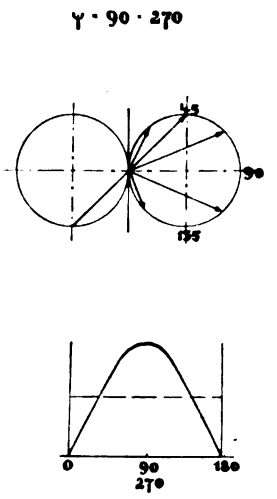


Bild 3.

Kombination zweier Rahmen.

des Phasenmessers M zugeführt, der nach Art der bekannten „Leistungsfaktormesser mit 360° Ausschlag“[2]) gebaut ist und dessen Drehfeld von G erregt wird. Da sich die Phase des dem beweglichen System zugeführten Wechselstromes mit dem Einfallswinkel der Senderwellen ändert, ergibt sich aus der jeweiligen Zeigereinstellung — nach experimentell erfolgter Richtungszuordnung — die Möglichkeit der direkten Ablesung der Senderrichtung über einer 360-Grad-Skala.

[1]) R. Hell, Direktzeigendes funkentelegraphisches Peilverfahren, Jahrbuch d. drahtl. Telegraphie 33, S. 178, 1929.

[2]) G. Keinath, Die Technik der elektrischen Meßgeräte. 3. Aufl., Bd. II, S. 120, München 1928.

2. Verwendet man zunächst nur die beiden Empfangsrahmen R_1 und R_2 allein ohne Zuschaltung der offenen Antenne A, so ist die Richtcharakteristik, d. i. der Verlauf der Hochfrequenzenergie in der Kopplungsspule in Abhängigkeit von deren Stellung zu den Goniometerspulen, ein Doppelkreis. Die Anordnung ist bilateral, d. h. es ergeben sich im Empfänger gleich große Energien für Einfallswinkel, die

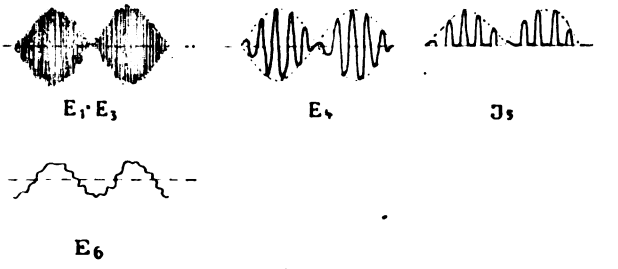


Bild 4.
Kombination zweier Rahmen, bezw. Stromverlauf während einer vollen Umdrehung der Goniometerspule.

um 180° voneinander verschieden sind. Bei feststehendem Einfallswinkel durchläuft bei Drehung der Kopplungsspule K um 360° die Empfangsenergie zwei Maxima und zwei Minima. Im Empfänger läßt sich hieraus über Gleichrichter und Siebketten ein Wechselstrom erzeugen, der während der gleichen Zeit zwei volle Perioden durchläuft. Der zeitliche Verlauf der Energie in der Kopplungsspule läßt sich durch Abwicklung der Richtcharakteristiken ermitteln, wie dies in Bild 2 und 3 erfolgt ist.

Ändert sich aber der Einfallswinkel ψ, so dreht sich in gleichem Maße der Doppelkreis mit (Bild 2 und 3). Die Phasenverschiebung des oben erwähnten erzielbaren Wechselstromes erweist sich jedoch als

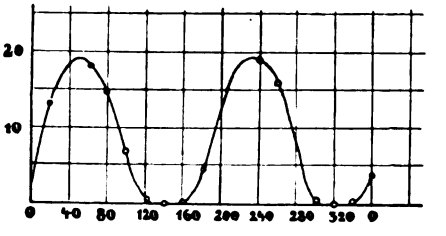


Bild 5.
Anodenstrom des Gleichrichterrohres in Abhängigkeit vom Winkel der Kopplungsspule.

doppelt so groß wie die Einfallswinkeländerung. So hat sich z. B. in Bild 3 gegenüber Bild 2 der Einfallswinkel ψ um 90° gedreht, während der Phasenunterschied der Wechselströme 180° beträgt. Soll die Phase des gewonnenen Empfängerwechselstromes mit einem mit der Kopplungsspule K gekoppelten Generator verglichen werden, so ist es nur möglich, wenn dieser Generator, zweipolige Anordnung vorausgesetzt, doppelt so schnell läuft als die Kopplungsspule. Ist der Phasenzeiger ebenso wie der Generator zweipolig gewickelt, so muß jener doppelt so große Winkel anzeigen, als es dem Einfallswinkel ψ entspricht. Bei einer Einfallswinkeländerung um 180° durchläuft also der Phasenzeiger volle 360°.

Bild 4 zeigt den theoretischen Spannungs- bzw. Stromverlauf an den einzelnen Stufen der Peilanordnung während einer vollen Umdrehung der Kopplungsspule. Hierbei ist tonmodulierter Empfang vorausgesetzt.

Digitized by Google

Infolge der Charakteristik des Gleichrichterrohres erhält in Abweichung von dem theoretischen Verlauf in dem ausgeführten Gerät der Anodenstrom des Gleichrichters den experimentell ermittelten Verlauf von Bild 5.

3. Kombiniert man eine Zwei-Rahmenanordnung mit einer ungerichteten Antenne, so läßt sich eine unilaterale Richtcharakteristik in Form einer Kardioide

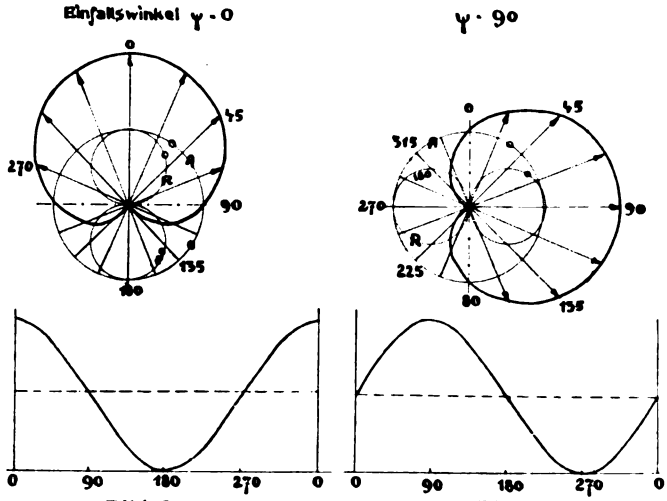


Bild 6. Bild 7.

erzielen. Voraussetzung hierfür ist Gleichheit der aus Antenne und Rahmenkopplungsspule dem Empfänger zugeführten Energie, sowie Phasengleichheit der in den Rahmen und der Antennenspule induzierten Ströme. Sind diese Bedingungen durch entsprechende Wahl der Antennenkopplung und -abstimmung erfüllt,

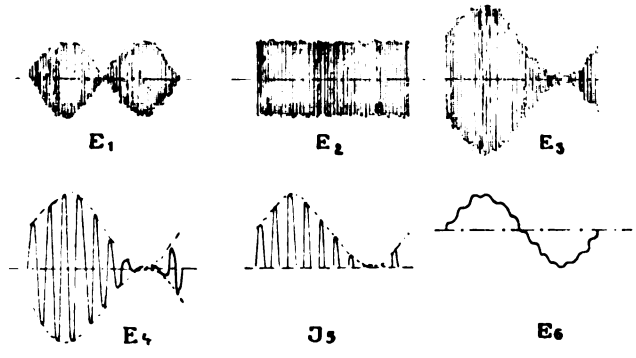


Bild 8.
Kombination zweier Rahmen mit ungerichteter Antenne. Spannungs- bezw. Stromverlauf während einer vollen Umdrehung der Goniometerspule.

so läßt sich durch vektorielle Addition für jeden Einfallswinkel ψ aus dem Doppelkreis des Rahmens und dem einfachen der Antenne die entsprechende Kardioide als Richtcharakteristik erzielen. Da nach dem Vorgesagten mit sich änderndem Einfallswinkel ψ der Doppelkreis mitwandert, muß sich in gleichem Maße die Kardioide mitdrehen. Infolgedessen ändert um denselben Betrag der im Empfänger entstehende niederfrequente Wechselstrom bei Rotation der Kopplungsspule seine Phase (siehe Bild 6 und 7). Bei dieser Kombination Goniometer—Antenne müssen bei Verwendung eines zweipoligen Generators und ebenso gewickelten Phasenmessers zwecks Synchronismus von Generator- und Empfängerstrom Generator und Kopplungsspule gleiche Drehzahl besitzen. Der Phasenmesser zeigt dann winkelgetreu und es besteht Eindeutigkeit, d. h. bei Änderung des Einfallwinkels ψ des Sendefeldes um 360° durchläuft auch der Phasenzeiger 360°. Bild 8 läßt den theoretischen Spannungs- bzw. Stromverlauf an den einzelnen Stufen des Peilgeräts erkennen, während Bild 9 wiederum den experimentell ermittelten Verlauf des Anodenstromes im Gleichrichterrohr darstellt.

4. Die Versuchsgeräte sollten in erster Linie mit unilateraler Charakteristik arbeiten. Da als Empfänger ein Telefunkenempfänger zur Verfügung stand, der aperiodischen Antennenanschluß besitzt, mußten für das Goniometer und die offene Antenne eigene Abstimmanordnungen hergestellt und zwecks Energieanpassung die Antennenankopplung veränderlich gemacht werden.

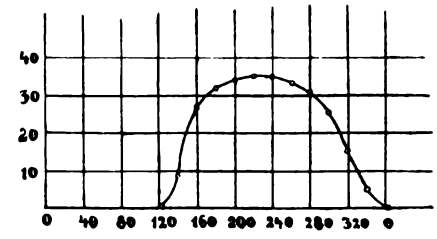


Bild 9.
Anodenstrom des Gleichrichterrohres abhängig vom Winkel der Kopplungsspule.

Die Goniometerspulen L_1 und L_2 waren, wie Bild 10 zeigt, senkrecht zueinander auf ein und denselben Spulenkörper gewickelt, in dessen Innerem sich die Ankopplungsspule dreht. Ihre Enden führen über Schleifringe und Bürsten zum Klemmbrett und können mit Steckerlitzen mit dem Empfänger verbunden werden.

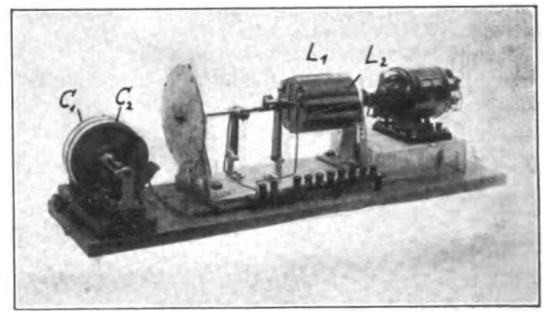


Bild 10.
Goniometeranordnung.

Direkt mit der Welle der Kopplungsspule ist die kleine Doppelstrommaschine der Bayerischen Elektrizitätswerke Landshut, Type *NKS* 1/30 gekoppelt. Sie wurde primär aus einem 10-Volt-Akkumulator als Nebenschlußmotor angetrieben und hatte sekundär eine Drehstromwicklung, die den Phasenzeiger vormagnetisierte. Ein Zungenfrequenzmesser diente zur Kontrolle der Tourenzahl des Umformers.

Um die Anpassung der Antenne an den Rahmen zu erleichtern, sowie zwecks genauer Kontrolle des ganzen Geräts, war auf der Achse der Kopplungsspule noch eine Teilkreisscheibe aufgesetzt, so daß auch durch manuelle Drehung der Kopplungsspule durch Feststellung des Minimums gepeilt werden konnte. Neben der Teilkreisscheibe sind die starr gekoppel-

Digitized by Google

ten Abstimmkondensatoren C_1 und C_2 auf dem Lichtbild, Bild 10, links sichtbar angebracht.

Die Abstimmorgane für die offene Antenne, die Ankopplungsspule an die offene Antenne nebst einem Umschalter, der wahlweise die Empfangsrahmen oder

Bild 11.
Peilzusatzgerät (Vorderansicht).

die offene Antenne an den Empfänger anzuschalten gestattet, sowie endlich die Gleichrichter und Siebkreise sind in einem besonderen Gerätkasten untergebracht, von dem Lichtbilder in den Bildern 11

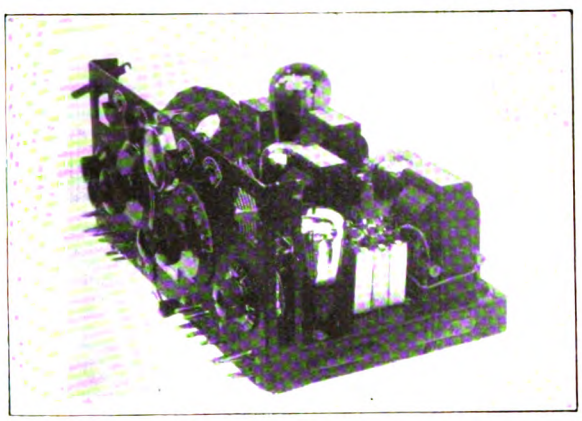


Bild 12.
Peilzusatzgerät (Seitenansicht).

und 12 wiedergegeben werden, während Skizze Bild 13 das Schaltschema zeigt. Die durch einen Nebenschlußwiderstand abschwächbare Ausgangsenergie des Empfängers wird unter Zwischenschaltung einer Verstärkerstufe dem Gleichrichterrohr und von dort den zwei Siebstufen zugeführt. Das letzte Rohr, ein *RE* 604, gibt dann seine Wechselstromenergie direkt an die Phasenzeigerspule ab.

Das Äußere und Innere des 360°-Phasenmeßgerätes, das in besonders empfindlicher Form in der Werkstätte der Drahtlostelegraphischen Versuchsstation hergestellt war, zeigt Bild 14. Innerhalb des Drehfeldes befindet sich die feststehende „Phasenwicklung" für den beweglichen, den Zeiger tragenden Weicheisenanker. Dieser Eisenanker läuft bei fehlendem oder zu kleinem Strom in der Phasenwicklung als Asynchronmotor mit dem Drehfeld, um

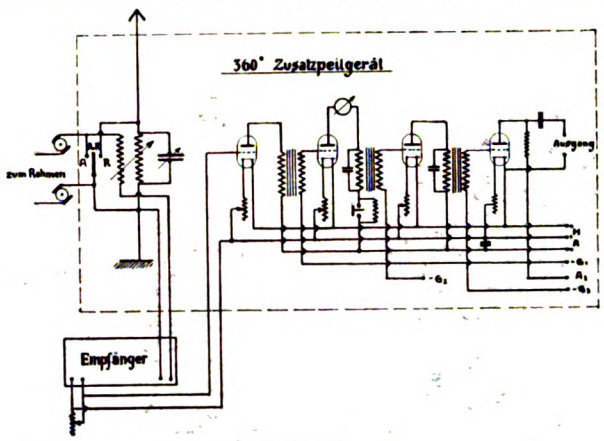


Bild 13.

sich bei entsprechend starkem Phasenstrom in die Hauptachse des nunmehr elliptischen Drehfeldes einzustellen. Die Lage der Hauptachse ist hierbei rein phasen- und nicht stromabhängig. Bei konstantem Sendefeld geht der Zeiger völlig ruhig, während er kleine Senderschwankungen als schwaches Zittern mitmacht. Bild 15 läßt den gesamten Geräteaufbau erkennen.

5. Die Durchführung der Versuche erfolgte, da das Vorhandensein eines in möglichst großem Winkel ortsbeweglichen Senders Voraussetzung ist, mit Hilfe eines auf einem Boot untergebrachten Senders auf der Zweigstelle der Drahtlostelegraphischen Versuchsstation in Riederau am Ammersee. Die gesamte Peilempfangsanordnung wurde in dem am See-Ende des Landungssteges befindlichen Beobachtungsschuppen untergebracht. In dem Schuppen waren auch die beiden Empfangsrahmen senkrecht zueinander mit je drei Windungen bei einer Rahmenfläche von ca. 9 m²

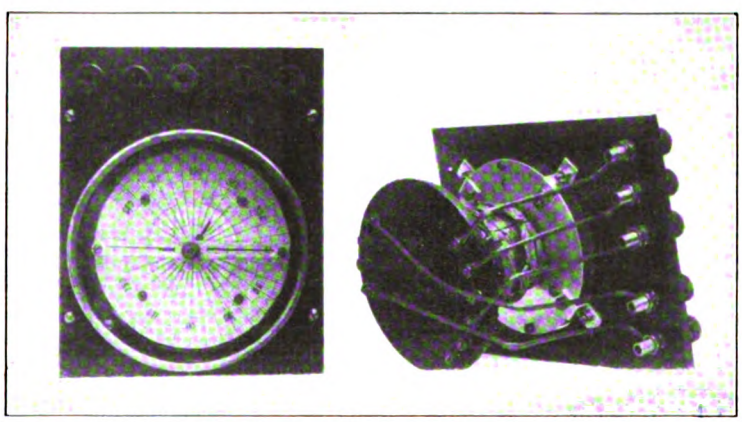


Bild 14.
Aeußeres und Inneres des Richtungszeigers.

Digitized by Google

verspannt. Eine kleine offene Antenne überragte mit etwa 2,5 m Höhe das Schuppendach.

Der Sender wurde auf dem Stationsmotorboot „Asle" eingebaut. Die Uferbildung ist derart, daß das Boot in bezug auf den Schuppen innerhalb eines Sektors von 150° auf ca. 5 bis 6 km freies Wasser hat. Zur Verwendung kam ein 10-Watt-Röhrensender, der tonmoduliert war, um kleine Wellenschwankungen, hervorgerufen durch die vibrierende Bootsantenne im Empfänger, möglichst unmerklich zu machen. Der Versuchsbetrieb wurde auf einer Welle von ca. 360 m durchgeführt. Die Ausführung des Bootssenders zeigt Bild 16, den Beobachtungsschuppen und das Boot Bild 17.

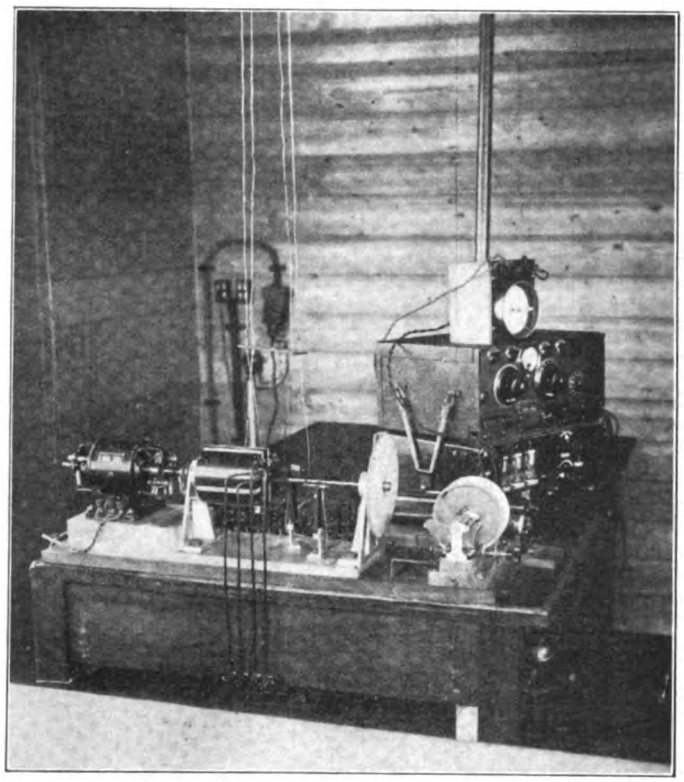


Bild 15.
Gesamtanordnung des Peilwinkel-Zeigergerätes.

Bei der Einstellung der Peilanlage auf die Betriebswelle erleichterte ein Anodenstromzeiger im Gleichrichterrohr des Zusatzkastens die Abgleichung der offenen Antenne bezüglich Amplitude und Phase. Um den Strom der offenen Antenne angenähert in Phase mit dem Rahmenstrom zu erhalten, wurde Schwungradschaltung gewählt. Trotz dieser besteht jedoch infolge der engen Ankopplung der, wenn auch kleinen Antenne, für den Resonanzfall nicht Phasengleichheit des Stromes in der Antenne mit dem Rahmenstrom, und es muß noch eine kleine Verstimmung zur genauen Phaseneinstellung erfolgen. Phasenungleichheit macht sich im Telephon des Empfängers bzw. am Anodenstrominstrument des Gleichrichters durch Auftreten eines zweiten Maximums bemerkbar bei dem Winkel der Kopplungsspule, bei dem das Minimum auftreten soll. Bei einiger Übung läßt sich die Antennenabgleichung sehr rasch bewerkstelligen.

Bei der Abgleichung der Empfangsrahmen ergab sich am günstigsten eine Symmetrieanordnung derart, daß die Goniometerspulen in die Rahmenmitten gesetzt wurden, während die Kondensatoren an die freien Enden angeschlossen wurden. Eine völlige Entkopplung und Abgleichung der Goniometer-Anlage war wohl infolge der vorhandenen Licht- und Kraftleitungen sowie der inmitten der Rahmen befindlichen Meßapparaturen nicht möglich.

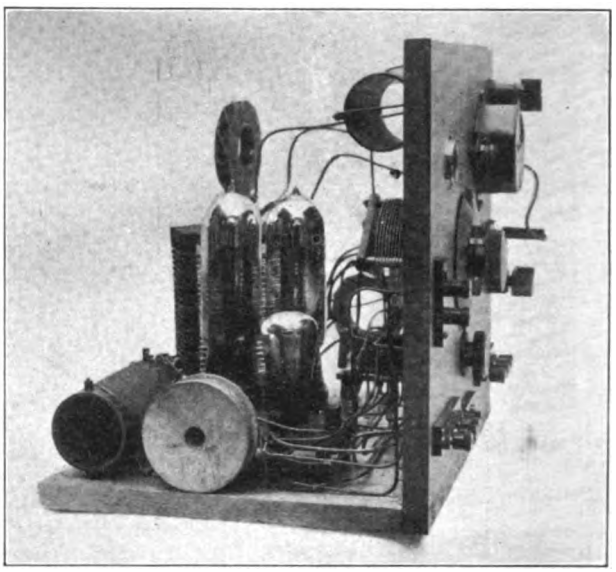


Bild 16.
Bootsender.

Nach vorgenommener optimaler Anpassung erfolgte die Aufnahme von Peilcharakteristiken. Diese stellen die Abhängigkeit der Zeigerausschläge am Phasenmesser von den optisch gemessenen Winkeländerungen des Bootes dar. Ihre Aufnahme erfolgte derart, daß das Motorboot in möglichst konstantem

Bild 17.
Beobachtungsschuppen mit Motorboot.

Abstand Halbkreise um den Beobachtungsschuppen ausführte, wobei seine jeweilige Winkeländerung mittels Theodoliten festgestellt und dem Beobachter am Peilwinkelzeiger zugerufen wurde.

Wenn ohne Benutzung der offenen Antenne, durch Drehen der Ankopplungsspule von Hand mit Fernhörer nach der Minimummethode gearbeitet wurde, ergab sich eine Peilcharakteristik gemäß Bild 18, die eine Funkbeschickung von ca. $\pm$ 5° aufweist.

Wenn dann die offene Antenne zugeschaltet wurde, ließ sich ohne Verwendung des Phasenzeigers wohl die Antennenabgleichung mit Gehör bzw. Gleichrichterinstrument beobachten, jedoch war infolge der

Digitized by Google

breiten Maxima und Minima die Aufnahme von Peilcharakteristiken auf diese Art und Weise nicht mehr möglich, und damit auch keine Trennung der durch die Rahmenanlage oder den Phasenzeiger selbst hervorgerufenen Funkbeschickung.

Als darauf die gesamte Anordnung mit Einschaltung der Doppelstrommaschine, der Siebstufen und

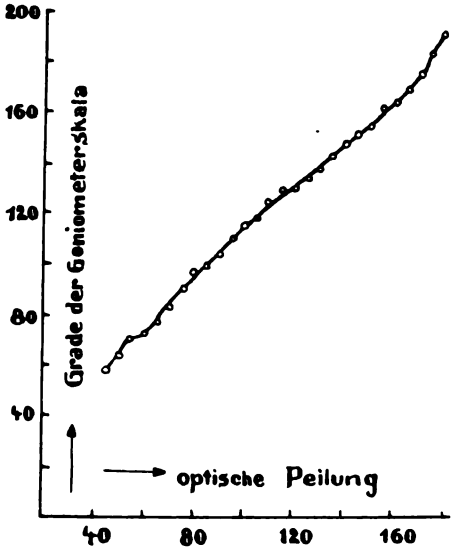


Bild 18.
Peilcharakteristik aufgenommen mit Rahmenantennen und Goniometer ohne offene Antenne nach der Minimummethode mit Telephonhörer.

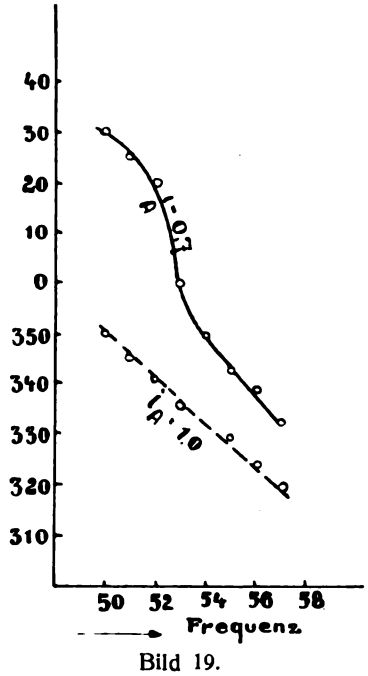


Bild 19.
Vorversuche. Abhängigkeit des Zeigerausschlages von Frequenz und Anodenstrom bei stillstehendem Sender.

des Phasenzeigers in Betrieb genommen wurde, ergaben sich zunächst außerordentlich starke Abhängigkeiten des Zeigerausschlages von Empfangsenergie und Umlaufzahl der Kopplungsspule bzw. Generatorfrequenz. Bild 19 läßt die Winkeländerungen des Phasenzeigers erkennen bei stillstehendem Sender und damit konstanter Empfangsenergie als Funktion der Generatorfrequenz. Die Beobachtungsreihen sind aufgenommen bei 0,7 und bei 1,0 Milliampère Ausgangsstrom. Bild 20 zeigt die Zeigeränderungen abhängig von der Empfangsenergie bei konstanter Generatorfrequenz. Die Empfangsenergie wurde dabei mittels der Absorptionsspule des Telefunken-Empfängers verändert und im Anodenstrominstrument des Gleichrichterrohres beobachtet. Es traten bei der ursprünglichen Anordnung durch Änderung der Gene-

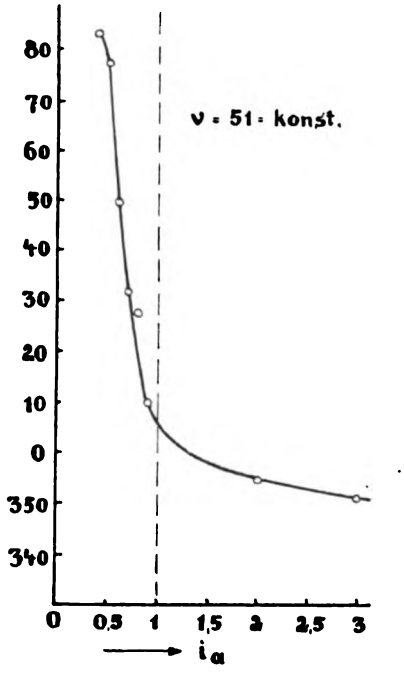


Bild 20.
Vorversuche. Zeigerstellung abhängig von der Empfangsenergie bei konstanter Generatorfrequenz und stillstehendem Sender.

ratorfrequenz von 50 auf 56 Perioden Ausschlagsänderungen bis zu 60° auf, die gleiche Änderung auch durch Variieren der Empfangsenergie um einen Betrag, der im Kopfhörer nur schwer zu unterscheiden ist. Als Ursache für die starke Frequenzabhängigkeit

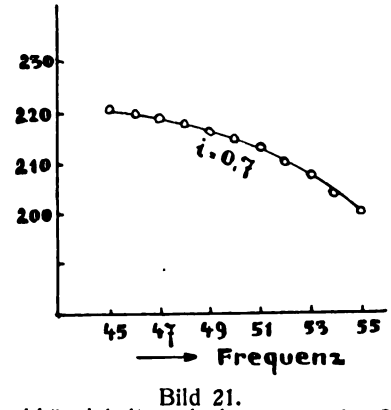


Bild 21.
Frequenzabhängigkeit nach Anpassung der Siebkreise.

erweisen sich in erster Linie die angenähert auf 50 Perioden abgestimmten Siebkreise, während für Schlußröhre verantwortlich ist.

Von den Maßnahmen, die unternommen wurden, um die Frequenz- und Stromabhängigkeit weniger störend zu bekommen, bewährte sich am besten eine bis zum Optimum durchgeführte schrittweise Verstimmung der Siebkreise gegenüber der normalen Generatorfrequenz von 50 Perioden. Die graphischen Darstellungen Bild 21 und Bild 22 lassen erkennen,

Digitized by Google

daß die Stromabhängigkeit im Bereich zwischen $0{,}5\times10^{-3}$ und $1{,}5\times10^{-3}$ Amp. praktisch beseitigt und die Frequenzabhängigkeit außerordentlich viel geringer geworden ist.

Wurde, was ohne Schwierigkeit möglich war, mittels Zungenfrequenzmessers die Drehzahl konstant gehalten und durch Beobachtung des Anodenstrommessers im Gleichrichterkreis und entsprechendes Nachregulieren dieser Strom in den obigen Grenzen

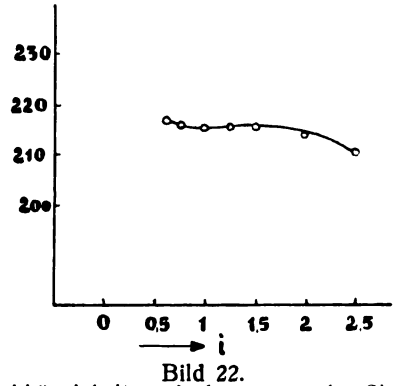


Bild 22.
Stromabhängigkeit nach Anpassung der Siebkreise.

gehalten, so ließen sich die Peilcharakteristiken jederzeit mit großer Genauigkeit reproduzieren und den Azimuten des Bootes waren ganz bestimmte Zeigerstellungen des Phasenzeigers zugeordnet.

Die Peilcharakteristiken besitzen, wie Bild 23 entnehmen läßt, eine sehr starke Funkbeschickung, als deren Ursache die Beeinflussung der Rahmen durch

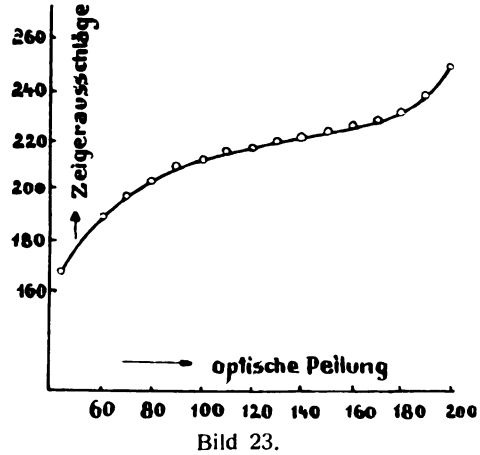


Bild 23.
Peilcharakteristik mit starker Funkbeschickung infolge Einwirkung der Antenne auf die Rahmen.

die Antennenzuleitung erkannt wurde. Durch Anwendung eines geerdeten Rohres, worin die Zuleitung innerhalb des gesamten Rahmenbereiches geführt wurde, ließen sich die Peilcharakteristiken bis zu dem Charakter des Bildes 24 verbessern. Es ergeben sich daraus noch Funkbeschickungen bis zu $\pm$ 15°.

Die Durchführung von Peilungen benötigt keineswegs starke Empfangsfelder. Ebenso ist das Vorhandensein tonmodulierter Sender nicht Vorbedingung.

Ferne Rundfunksender konnten ebensogut mit Überlagerungsempfang wie auch unüberlagert gepeilt werden, solange ihre Modulation im Kopfhörer noch verständlich ist. Nahe Rundfunksender, die wie München und Augsburg nur 40 bzw. 47 km entfernt sind, mußten beim Empfang durch entsprechende Nebenschlüsse geschwächt werden, da sonst Übersteuerung eingetreten wäre.

Die in diesem Falle festgestellte, als Funkbeschickung anzusprechende Fehlweisung betrug -5 .

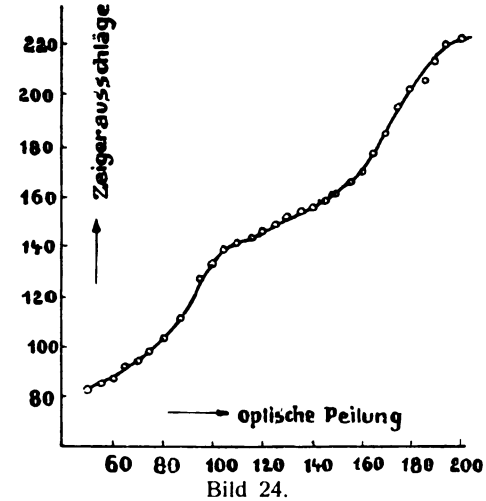


Bild 24.
Peilcharakteristik nach Verminderung der Antenneneinwirkung auf die Rahmen.

(Der in bezug auf Augsburg gelegene Sektor konnte vorher, da er auf Land liegt, durch den Bootssender nicht geeicht werden.)

Der Vollständigkeit wegen wurden auch mit dem Phasenmesser, aber ohne offene Antenne, eine Reihe

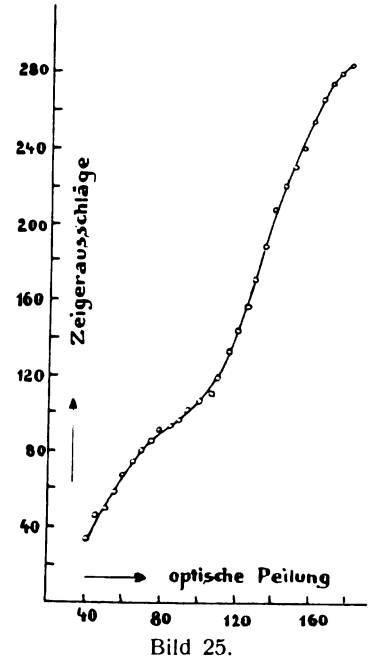


Bild 25.
Peilcharakteristik ohne Verwendung der offenen Antenne.

von nun also bilateralen Peilchrakteristiken aufgenommen. Um Synchronismus zwischen niederfrequentem Empfängerstrom und Generatorfrequenz zu erreichen, wurde mittels Zahnrädern die Kopplungsspule im Verhältnis 1 : 2 untersetzt. Dann ließen sich sofort Peilcharakteristiken aufnehmen, die den Charakter von Bild 25 tragen. Man sieht, daß die Winkeländerung des Zeigerinstrumentes doppelt so groß ist als die Lageveränderung des Bootes.

Die Funkbeschickung ermittelt sich als $\pm$ 20° bei doppeltem Zeigerausschlag, sie reduziert sich also

Digitized by Google

auf die Hälfte, wenn gleiche Maßstäbe für wahre Winkeländerungen des Sendefeldes und des Phasenzeigers eingeführt würden.

Frequenz und Energieabhängigkeit ergaben sich als gleich groß, wie bei Anwendung der Kombination aus Goniometer und Antenne.

6. Als Ergebnis der Erprobung dieses Peilverfahrens kann festgestellt werden, daß bei Einhaltung bestimmter Betriebsbedingungen, insonderheit von Drehzahl, und mit größerer Freiheit von Empfangsstrom sich auch schwache Sendefelder, wie sie von fernen Rundfunksendern herrühren, mit Zeigerinstrument peilen lassen.

Zum Schluß ist es uns ein Bedürfnis, Herrn Dr. Hell für seine Mittätigkeit bei den Vorarbeiten, Herrn Dipl.-Ing. C. Schwarz für viele dankenswerte Anregungen und Herrn Dipl.-Ing. Bärner für seine Hilfe bei der Erprobung bestens zu danken.

7. Zusammenfassung.

Es wird eine direktzeigende, nach dem Goniometerprinzip arbeitende Peilanordnung beschrieben. Unter Benutzung einer im Goniometer rotierenden Ankopplungsspule und des Empfangsstromes einer zusätzlichen offenen Antenne wird ein niederfrequenter Wechselstrom erzeugt. Die Phase dieses Wechselstromes hängt von dem Einfallswinkel des Sendefeldes ab. Sie wird in einem 360 -Phasenmesser in bezug auf ein synchrones Drehfeld abgelesen.

Die Erprobung des Gerätes ergab eine Abhängigkeit der Ablesung von der Drehzahl und außerhalb eines gewissen Bereiches von der Stärke des Phasenstromes. Bei bestimmter Drehzahl und konstant gehaltenem Phasenstrom besteht Eindeutigkeit zwischen Zeigerstellung und Einfallswinkel.

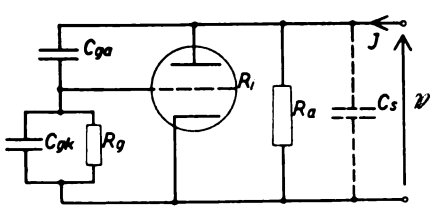
(Eingegangen am 2. Dezember 1929.)

Bestimmung der Röhrenkapazitäten C_{ga} und C_{gk} mit Hilfe von Scheinwiderstandsmessungen.

Von **H. Bruun**, Berlin-Siemensstadt.

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerks der Siemens & Halske A.-G.

Für viele Zweige der Wechselstromtechnik, insbesondere der Hochfrequenztechnik ist es von großer Bedeutung, die Größe der inneren Röhrenkapazitäten zu kennen. Die Gitter-Anoden-Kapazität spielt eine wichtige Rolle bei der Neutralisation von Hochfrequenzverstärkern; die Gitter-Kathodenkapazität muß in Verstärkern bei der Anpassung der Röhre an die Gitterkreise berücksichtigt werden. Diese Kapazitäten sind wegen ihrer Größenordnung — es handelt



Ersatzbild der Röhrenschaltung

Bild 1

sich um Kapazitäten bis zu 2 $\mu\mu F$ herab — der Messung schwer zugänglich. Die bekannten Brückenmethoden versagen in diesen Fällen größtenteils.

Für solche Kapazitätsmessungen haben R. Feldtkeller und F. Strecker[1]) ein Meßverfahren angegeben, das die Messung der betriebsmäßigen Röhrenkapazitäten auf Scheinwiderstandsmessungen im Anodenkreise bei verschiedenen Gitterableitungswiderständen zurückführt. Das Verfahren ist im Rahmen einer größeren Arbeit nur in kurzer Übersicht veröffentlicht, so daß es angebracht erscheint, auf die theoretische und praktische Seite der Methode nochmals näher einzugehen und Meßbeispiele zu bringen.

Als grundlegend für das Meßverfahren bedarf folgende Frage einer Erörterung: Wie hängt der Scheinwiderstand einer Röhre von ihren Eigenschaften und von dem Gitterwiderstand R_g ab?

Bild 1 zeigt das Ersatzbild einer Röhre. Unter C_{ga} und C_{gk} sind die betriebsmäßigen Röhrenkapazitäten, also einschließlich der Sockelkapazität und der Kapazität der inneren Elektrodenzuführungen zu verstehen. Der Anodenwiderstand R_a dient zur Schließung des Anodenstromes. Es ist im folgenden $\frac{1}{R} = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_a}$ gesetzt.

Der Scheinwiderstand werde sekundärseitig in die Röhre hineingemessen. Wir können die Röhrenschaltung als Vierpol auffassen, dessen primärer Belastungswiderstand aus der Parallelschaltung von R_g und C_{gk} besteht. Nach Campbell[2]) besteht zwischen Belastungsscheinwiderstand, also auch zwischen Belastungsleitwert und Gesamtscheinwiderstand ein Zusammenhang in Form einer gebrochenen linearen Funktion. Daher können die Gesetze der konformen Abbildungen durch lineare Funktionen auf beide Größen Anwendung finden, d. h. es handelt sich um winkeltreue Abbildungen bei Kreisverwandtschaft.

Im vorliegenden Fall wird die Röhre durch die Leitwerte $\frac{1}{R_g}$ und $j\omega C_{gk}$ belastet. Halten wir je eine der beiden Größen konstant, so ergeben sich zwei orthogonale Kurvenscharen $\frac{1}{R_g} = \text{const}$ und $C_{gk} =$

[1]) R. Feldtkeller und F. Strecker, Archiv für Elektrotechnik 1930.

[2]) A. Campbell, Tr. A. J. E. E. **30**, S. 873, 1911; R. Feldtkeller, Tel. u. Fernsprechtechn. **14**, S. 189, 1925.

Digitized by Google

const. Diesen Kurven müssen in der Gesamtscheinwiderstandsebene orthogonale Kreisscharen entsprechen.

Zur besseren Übersicht betrachten wir zunächst den Sonderfall der rein kapazitiven Belastung. Unter Voraussetzung von $R_g = \infty$ oder $\frac{1}{R_g} = 0$ und $\frac{1}{j\omega C_\Sigma} \gg R$ erzeugt eine sekundärseitig wirkende Spannung $\mathfrak{V}$ durch die Röhre einen Strom $J = J' + J''$, wobei

$$J' = \frac{\mathfrak{V}}{R}. \tag{1}$$

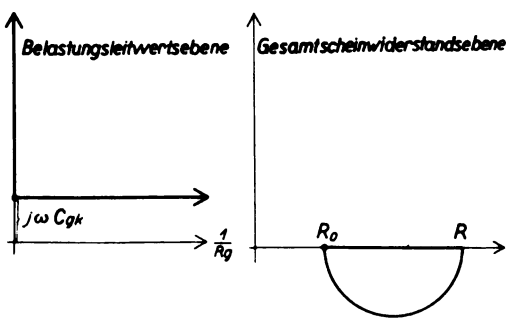
J'' ergibt sich bei Berücksichtigung des aus den Kapazitäten C_{ga} und C_{gk} gebildeten Spannungsteilers. Die Gitterwechselspannung ist

$$\mathfrak{V}_g = \mathfrak{V} \cdot \frac{C_{ga}}{C_{ga} + C_{gk}}.$$

Also wird

$$J'' = \frac{\mathfrak{V}_g}{D} \cdot \frac{1}{R_i} = \mathfrak{V} \cdot S \cdot \frac{C_{ga}}{C_{ga} + C_{gk}} \tag{2}$$

wobei D und S die Röhrenkonstanten sind. Gegen diesen Strom ist der durch die Kapazitäten fließende



Zusammenhang zwischen Belastungsleitwert und Gesamtscheinwiderstand

Bild 2

klein. Der gesamte sekundärseitig gemessene Scheinwiderstand wird somit

$$\frac{\mathfrak{V}}{J' + J''} = \frac{R}{1 + RS\frac{C_{ga}}{C_{ga} + C_{gk}}} \tag{3}$$

d. h. der Scheinwiderstand der Röhrenschaltung (Bild 1) läßt sich, immer bei Berücksichtigung der oben angegebenen Voraussetzungen, bei veränderlichem C_{gk} durch eine Schar von Punkten auf der reellen Achse darstellen.

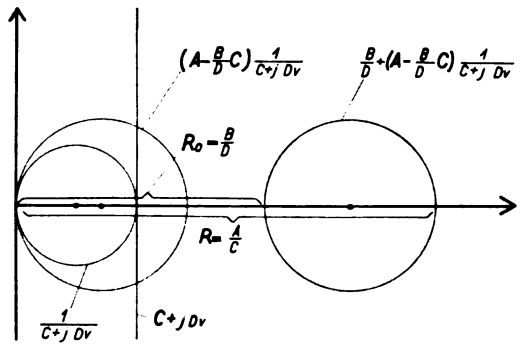
Die Gerade $\frac{1}{R_g} = 0$ in der Belastungsleitwertebene geht also in der Gesamtscheinwiderstandsebene in eine Gerade auf der reellen Achse mit den Grenzen R für $C_{gk} = \infty$ und

$$R_0 = \frac{R}{1 + RS\frac{C_{ga}}{C_{ga} + C_{gk}}}$$

für einen gewissen Wert von C_{gk} über (Bild 2).

Halten wir jetzt diesen Wert von C_{gk} konstant und lassen $\frac{1}{R_g}$ alle Werte durchlaufen, so ergibt sich in der Ebene des Belastungsleitwerts eine auf der Geraden $\frac{1}{R_g} = 0$ im Punkt $j\omega C_{gk}$ senkrecht stehende Gerade.

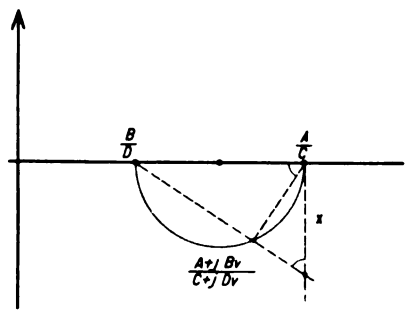
Dieser kann in der Gesamtscheinwiderstandsebene gemäß den obengenannten Sätzen nur ein Kreis entsprechen, der durch die Punkte R und R_0 (Bild 2) geht und die Gerade ($R \to R_0$) senkrecht schneidet, dessen Mittelpunkt also auf der reellen Achse liegt.



Darstellung eines Kreises auf Grund der Gleichung $\frac{1}{3} = \frac{A+jBv}{C+jDv}$

Bild 3

Der Gesamtscheinwiderstand bei konstantem C_{gk} und variablen R_g verläuft längs eines Kreises in der Scheinwiderstandsebene.



Bestimmung von C_{ga} und C_{gk} aus der Lage des Scheinwiderstandskreises.

Bild 4

Die Kreiseigenschaft dieser Abbildung läßt sich auch folgendermaßen zeigen. Bei veränderlichen R_g und konstantem C_{gk} ergibt sich aus Bild 1 für den Gesamtscheinwiderstand

$$\frac{\mathfrak{V}}{J' + J''} = \frac{R + j\omega(C_{ga} + C_{gk})R \cdot R_g}{1 + j\omega[(C_{ga} + C_{gk}) + RSC_{ga}] \cdot R_g} \tag{4}$$

Diese Gleichung entspricht der Gleichung (3) und geht für $R_g = \infty$ in diese über.

Sie ist ein Ausdruck von der allgemeinen Form

$$3 = \frac{A + jBv}{C + jDv} \tag{5}$$

und die Gleichung eines Kreises in allgemeiner Lage, die durch die reellen Konstanten A, B, C und D festgelegt ist. Dabei ist v als allgemeine Veränderliche

Digitized by Google

an Stelle von R_g eingeführt. Für Gleichung (5) kann man schreiben[3])

$$3 = \frac{B}{D} + \left(A - \frac{B}{D} \cdot C\right) \frac{1}{C + j\,D\,v}$$

Aus dieser Form der Gleichung läßt sich für den vorliegenden Fall unmittelbar folgendes ableiten:

$$C + j\,D\,v = 1 + j\,\omega\,[(C_{ga} + C_{gk}) + R\,S\,C_{ga}] \cdot R_g$$

stellt eine Gerade, und zwar eine Parallele zur imaginären Achse im Abstande 1 vom Ursprung dar (vgl. Bild 3). Der reziproke Wert $\frac{1}{C + j\,D\,v}$ ist dann ein Kreis durch den Ursprung, dessen Mittelpunkt auf der reellen Achse liegt. Durch Multiplikation mit der konstanten reellen Zahl $\left(A - \frac{B}{D} \cdot C\right)$ werden alle Vektoren vergrößert, der Durchmesser des Kreises also größer; der Mittelpunkt bleibt auf der reellen Achse, da $\left(A - \frac{B}{D} \cdot C\right)$ reell ist, also nur eine Streckung erfolgt. Das additive Glied $\frac{B}{D}$ bewirkt schließlich eine Verschiebung in Richtung der positiven reellen Achse um den Wert

$$\frac{B}{D} = \frac{R}{1 + R\,S\,\frac{C_{ga}}{C_{ga} + C_{gk}}} = R_0$$

Der andere Schnittpunkt mit der reellen Achse ergibt sich aus Gleichung (4) für $R_g = 0$ und ist gleich R.

Aus der Kreisgleichung des Gesamtscheinwiderstandes lassen sich die Bestimmungsgleichungen für C_{ga} und C_{gk} berechnen.

In Bild 4 ist ein zu einem gewissen R_g-Wert gehöriger Kreispunkt von $\frac{B}{D} = R_0$ aus auf die im Punkte $\frac{A}{C} = R$ gezogene Tangente projiziert. Aus Gleichung (5) und Bild 4 folgt dann:

$$\begin{aligned} \frac{A}{C} - \frac{A + j\,B\,v}{C + j\,D\,v} &= \frac{A\,(C + j\,D\,v) - C\,(A + j\,B\,v)}{C\,(C + j\,D\,v)} \\ \frac{B}{D} - \frac{A + j\,B\,v}{C + j\,D\,v} &= \frac{B\,(C + j\,D\,v) - D\,(A + j\,B\,v)}{D\,(C + j\,D\,v)} \\ &= j\,v\,\frac{D}{C}. \end{aligned} \tag{6}$$

Da die mit Kreisbögen bezeichneten Winkel gleich sind, ergibt sich für x

$$x = j\,v\,\frac{D}{C}\left(\frac{A}{C} - \frac{B}{D}\right) = j\,v\,\frac{1}{C}\left(\frac{A\,D}{C} - B\right) \tag{7}$$

Aus einem Vergleich der Gleichungen (4) und (5) folgen die Identitäten:

$$v = R_g,\ A = R,\ B = \omega\,(C_{gk} + C_{ga})\,R$$
$$C = 1,\ D = \omega\,[(C_{gk} + C_{ga}) + R\,S\,C_{ga}].$$

[3]) O. Bloch, Die Ortskurven der graphischen Wechselstromtechnik, Zürich 1917.

Gleichung (7) geht also über in

$$x = j\,R_g\,R^2\,S\,C_{ga}\,\omega \tag{8}$$

Diese Gleichung stellt die gesuchte Beziehung zwischen R_g und C_{ga} dar. Trägt man die aus dem Kreisdiagramm (Bild 4) ermittelten x-Werte über den dazugehörigen R_g-Werten auf, so erhält man eine Gerade mit dem Neigungswinkel α, dessen Tangente

$$\operatorname{tg}\alpha = \omega\,C_{ga}\,S\,R^2$$

ist. Für C_{ga} ergibt sich dann

$$C_{ga} = \frac{\operatorname{tg}\alpha}{\omega\,S\,R^2} = \frac{x}{R_g\,\omega\,S\,R^2} \tag{9}$$

C_{gk} erhält man aus den Schnittpunkten des Scheinwiderstandskreises mit der reellen Achse. Es ist

$$\frac{D}{B} = \frac{1}{R} + \frac{C_{ga}}{C_{ga} + C_{gk}}\,S$$

und

$$\frac{C}{A} = \frac{1}{R}$$

Also wird

$$\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R} = \frac{D}{B} - \frac{C}{A} = \frac{C_{ga}}{C_{ga} + C_{gk}}\,S$$

Daraus folgt

$$\frac{C_{gk}}{C_{ga}} = \frac{S\,R_0}{1 - \frac{R_0}{R}} - 1 \tag{10}$$

Aus den Gleichungen (9) und (10) kann C_{gk} ermittelt werden:

Berücksichtigt man bei der Berechnung die Schaltkapazität C_s (Bild 1), so verschiebt sich der Schnittpunkt des Kreises R mit der reellen Achse, d. h. der Mittelpunkt des Scheinwiderstandskreises liegt nicht mehr auf der reellen Achse. Das kann aber bei der Auswertung vernachlässigt werden, wie man bei exakter Durchrechnung, z. B. mit Hilfe der Systemrechnung oder nach den Kirchhoffschen Stromverteilungsgesetzen nachweisen kann. Eine etwa vorhandene Schaltkapazität macht sich auch bei der Auftragung der Geraden $x = j\,R_g\,R^2\,S\,C_{ga}\,\omega$ dadurch bemerkbar, daß diese Gerade nicht durch den Nullpunkt geht, sondern auf der x-Achse ein Stück von der Länge $\omega\,C_s\,R^2$ abschneidet.

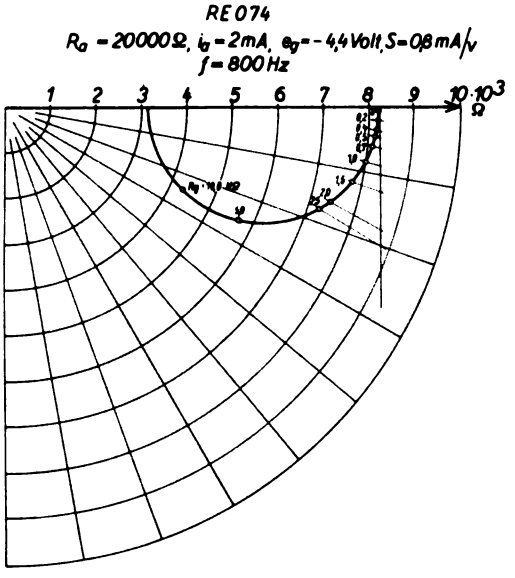
Zusammenfassend betrachten wir nochmals den Gang einer Messung.

Aus der statischen Charakteristik wird die Steilheit der Röhre für einen normalen Arbeitspunkt ermittelt. Dann wird die Röhre mit einem Anodenwiderstand, der etwa doppelt so groß als der innere Widerstand R_i ist, belastet und anodenseitig der Scheinwiderstand und der Phasenwinkel der Gesamtanordnung mit der Franke schen Maschine oder auf andere Weise bei konstant gehaltener Frequenz von

Digitized by Google

ca. $f = 800\,Hz$ und bei verschiedenen Gitterableitwiderständen gemessen.

Aus den so erhaltenen Widerstands- und Phasenwinkelwerten wird der Widerstandskreis (vgl. Bild 4) konstruiert. Aus den Schnittpunkten des Kreises mit

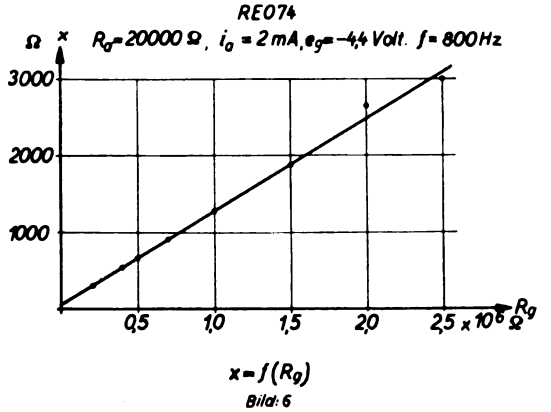


Scheinwiderstandskreis der RE 074 bei verschiedenen Gitterwiderständen.

Bild 5

der reellen Achse R und R_0 läßt sich gemäß Gl. (10) das Verhältnis $\frac{C_{gk}}{C_{ga}}$ ermitteln.

Zur Bestimmung von C_{ga} wird der zu den einzelnen R_g-Werten gehörige Scheinwiderstand vom Punkte R_0 auf die im Punkte R gezogene Tangente



$x = f(R_g)$

Bild 6

projiziert. Die auf der Tangente bestimmten x-Werte werden über R_g aufgetragen. Die einzelnen Punkte liegen auf einer Geraden mit dem Neigungswinkel α.

Hieraus läßt sich nach Gl. (9) C_{ga} und durch Kombination mit Gl. (10) auch C_{gk} berechnen.

Im folgenden sind die Ergebnisse angegeben, die durch eine Messung an der Telefunken-Röhre *RE 074* erhalten wurden. Tafel 1 enthält die an der Frankeschen Maschine gemessenen Widerstandswerte und Phasenwinkel.

Tafel 1.

R_g		R		φ	
0	Megohm	8252	Ohm		18′
0,2	„	8236	„	2°	3′
0,4	„	8204	„	3°	45′
0,5	„	8192	„	4°	28′
0,7	„	8136	„	6°	13′
1,0	„	8036	„	8°	29′
1,5	„	7774	„	12°	8′
2,0	„	7468	„	16°	14′
2,5	„	7252	„	17°	40′
5,0	„	5714	„	25°	49′
10,0	„	4296	„	25°	18′

Aus R und φ wurde der Widerstandskreis (Bild 5) konstruiert.

Die Projektion der zu den einzelnen R_g-Werten gehörigen Punkte von R_0 auf die Tangente liefert verschiedene Abschnitte x, die über R_g aufgetragen in Bild 6 dargestellt sind. Daraus ergibt sich für $R_g = 1\,M\Omega$ $x - x_0 = 1280 - 50 = 1230\,\Omega$, denn für den Fall einer etwa vorhandenen Schaltkapazität muß in Gl. (9) x durch $x - x_0$ ersetzt werden, wobei durch x_0 die Verschiebung des Schnittpunktes der Geraden mit der x-Achse berücksichtigt wird. Also folgt

$$C_{ga} = \frac{1230}{2\pi \cdot 0{,}8 \cdot 10^6 \cdot 0{,}8 \cdot 8250^2} = 4{,}5\,\mu\mu F$$

und aus Gl. (10)

$$C_{gk} = 4{,}5 \cdot \left(\frac{0{,}8 \cdot 10^{-3} \cdot 3{,}17 \cdot 10^3}{1 - \frac{3170}{8250}} - 1 \right) = 14\,\mu\mu F.$$

Zusammenfassung:

Für ein von R. Feldtkeller und F. Strecker angegebenes Meßverfahren, das die Bestimmung der Röhrenkapazitäten auf niederfrequente Scheinwiderstandsmessungen im Anodenkreise zurückführt, werden die allgemeinen Grundlagen angegeben. Die Bestimmungsgleichungen für C_{ga} und C_{gk} zur Auswertung der Scheinwiderstandsmessung werden abgeleitet und die Methode an Hand eines Beispiels erläutert.

(Eingegangen am 11. Dezember 1929.)

Digitized by Google

Ueber optimale und maximale Leistungen bei Endröhren.

Von **Albrecht Forstmann.**

Inhaltsübersicht.

A. Allgemeines.
1. Einleitung.
2. Vermeidung nichtlinearer Verzerrungen.
B. Leistungsabgabe durch die Röhre.
1. Einzelbedingungen.
a) Die Ökonomie der Betriebsspannung.
b) Die Ökonomie der Schaltung.
c) Die Ökonomie der Röhre.
d) Die absolute Ökonomie.
2. Vermeidung linearer Verzerrungen.
Zusammenfassung.

A. Allgemeines.

1. Einleitung.

In der recht reichhaltigen Literatur[1]) über den vorliegenden Gegenstand lassen sich teilweise scheinbar verschiedenartige Ergebnisse feststellen, die vielfach (hier beruht es teilweise auch wohl auf ungenügender Beachtung der Literatur) erkennen lassen, daß über die hier wichtigen Fragen und Momente teilweise eine noch recht große Unübersichtlichkeit besteht, so daß es angezeigt erscheint, dieses Gebiet unter systematischer Gliederung in kurzer Zusammenfassung zu behandeln, wobei im einzelnen auf die angegebene Literatur verwiesen werden muß.

Die teilweise verschiedenen Ergebnisse, zu denen frühere Arbeiten über den vorliegenden Gegenstand kamen und die mangelnde Übersicht in diesen Fragen beruht vornehmlich darauf, daß man die mathematischen Ausgangsformeln der betreffenden Maximumbedingungen zur Feststellung der günstigsten Größe des äußeren Belastungswiderstandes, insbesondere die Konstanten dieser Formeln nicht genügend beachtete.

Bei der Abgabe von Leistungen kann es sich im einzelnen darum handeln:

1. mit einer gegebenen Anodenspannung eine möglichst große Leistung zu erzielen, dies ist identisch mit der Forderung, eine möglichst große Leistung mit möglichst geringen Anodenspannungen zu erzielen. Man wird in diesem Falle von einer Oekonomie der Betriebsspannung sprechen können.
2. Mit einer gegebenen Gitterwechselspannung eine möglichst große Leistung zu erzielen, dies ist identisch mit der Forderung, mit einer möglichst kleinen Gitterwechselspannung, also einer geringen Vorverstärkung, eine möglichst große Leistung zu erzielen. Dieser Fall kann also als das Prinzip der Ökonomie der Schaltung bezeichnet werden
3. mit einer gegebenen Röhre bzw. aus einer gegebenen Gleichstromleistung eine möglichst große Leistung zu erzielen, d. h. eine gegebene Röhre mit Rücksicht auf ihre maximal tragbare Anodenspannungs- und Stromverhältnisse möglichst gut auszunutzen; man kann hier also von einer Ökonomie der Röhre oder auch der Leistung sprechen.

Außer diesen Teilbedingungen kann schließlich noch die Forderung gestellt werden

4. eine möglichst große Leistung mit kleiner Gitterwechselspannung, kleiner Anodenspannung bei größtmöglicher Röhrenausnutzung zu erzielen. Dieser Fall kann als das Prinzip der absoluten Ökonomie bezeichnet werden.

Man kann einen Endverstärker auffassen als einen fremd gesteuerten Röhrensender[2]), die für diesen gültigen Bedingungen lassen sich daher sinngemäß also auch hier anwenden.

Als wichtigste Röhrenkonstante gibt Möller[3]) hier die Anodenverlustleistung an, d. h. die Leistung, die dem Anodenblech durch Elektronenaufprall zugeführt werden darf, ohne daß Gasabgabe oder sogar eine Beschädigung des Anodenblechs eintritt. Diese Anodenverlustleistung ist gegeben als die Differenz

[1]) Vgl. hier insbesondere die Arbeiten:
W. J. Brown, Proc. Lond. Phys. Soc. **36**, 1924, 3;
E. W. Kellog, J. A. I. E. E., **44**, S. 490, 1925;
Gossling und Thomson, Rev. Gen. de l'Electr., **18**, S. 137, D, 1925;
J. Zenneck und H. Rukop, Drahtlose Telegraphie, 5.Aufl. S. 801 f, 1925;
W. P. Radt, E. N. T. **3**, S. 21, 1926;
J. C. Warner und A. V. Lougrehn, Proc. Inst. Rad. Eng. **14**, S. 735, 1926;
A. Forstmann und E. Schramm, Die Elektronenröhre, S. 153 f, 1927;
A. Forstmann und H. Reppisch, Der Niederfrequenzverstärker, S. 72f, S. 341f, 1928;
E. C. Wente und A. L. Thuras, Bell Syst. Techn. Journ., **7**, S. 140, 1927;
A. Forstmann, Ztschr. f. Hochfr. Techn. **31**, S. 45, 1928;
C. R. Hanna, L. Sutherlin u. C. B. Upp, Proc. Inst. Rad. Eng. **16**, S. 462, 1928;
W. Baggally, Exp. Wir. u. Wir. Eng. **5**, S. 395, 1928;
F. E. Terman, Proc. Inst. Rad. Eng. **16**, S. 447, 1928;
B. D. H. Tellegen, Ztschr. f. Hochfr. Techn. **31**, S. 183, 1928;
H. Rukop, Ztschr. f. Hochfr. Techn. **32**, S. 18, S. 65, 1928;
I. M. Thomson, Proc. Inst. Rad. Eng. **16**, S. 1053, 1928;
H. A. Clark und N. R. Bligh, Exp. Wir. & Wir. Eng. **5**, S. 491, 1928;
A. Forstmann und E. Schramm, Ztschr. f. Hochfr. Techn. **32**, S. 195, 1928;
H. Bartels, E. N. T. **6**, S. 9, 1929, E. N. T. **6**, S. 182, 1929.
Z. T. Grundlegend sind besonders die Arbeiten: F. W. J. Brown l. c. E. W. Kellogg l. c.; A. Forstmann, Ztschr. f. Hochfr. Techn. **31**, S. 45, 1928, A. Forstmann u. H. Reppisch, Der Niederfrequenzverstärker, S. 72 f u. S. 341 f, 1928, C. R. Hanna, L. Sutherlin und C. B. Upp, l. c.; H. Rukop, Ztschr. f. Hochfr. Techn. l. c. (Eingitterröhren), B. D. H. Tellegen, l. c. (Schutznetzfanggitterröhren).
Als weitere Arbeiten, die Teil-Auswertungen der genannten Arbeiten des Verfassers darstellen, sind zu nennen: A. Forstmann, Funkbastler S. 139, 1928; S. 335, 1928; S. 434, 1928; S. 557, 1929; vgl. auch H. Bartels l. c.

[2]) Vgl. auch E. W. Kellogg, l. c.: H. Barkhausen, Elektronenröhren, **2**. S. 1—2, 1925; A. Forstmann, E. N. T. **6**, S. 505, 1929, H. 12.

[3]) H. G. Möller, Die Elektronenröhren, S. 92, 2. Aufl. 1922.

Digitized by Google

zwischen mittlerer Gleichstromleistung und abgegebener Wechselstromwirkleistung zu

$$N_r = N_{oA} - N \qquad (1)$$

sie darf die für die Röhre im Höchstfall zulässige zulässige Anodenbelastbarkeit $N_{r\,max}$ nicht überschreiten, auch die Ruhegleichstromleistung N_{os} darf nicht größer als diese sein, es besteht also die Bedingung

$$N_{os} = E_{ao} \cdot J_{ao} \leq N_{r\,max} \qquad (1a)$$

Diese ließe sich darstellen durch eine Hyperbel im Kennlinienfeld entsprechend Bild 1.

Bild 1.

Hiernach könnte bei Verminderung des Ruhestromes die Spannung beliebig gesteigert werden, wenn nur das in Formel (1a) gegebene Produkt seinen Maximalwert nicht überschreitet.

Es lassen sich dann Wirkungsgrade der abgegebenen Wechselstromleistung aufstellen, bezogen auf die mittlere Gleichstromleistung zu

$$\eta_0 = \frac{N}{N_{oA}} \qquad (1b)$$

bezogen auf die maximal zulässige Anodenbelastbarkeit zu

$$\eta_r = \frac{N}{N_{r\,max}} \qquad (1c)$$

Die Anodenspannung wird sich nun aber praktisch bei konstanter Anodenverlustleistung nicht beliebig steigern lassen, sondern es wird eine Grenze, die durch Vakuum und Isolation bestimmt ist, gegeben sein. Man wird also richtiger sagen, daß die Leistung im Rahmen der maximal zulässigen Anodenverlustleistung durch die maximal zulässige Anodenspannung begrenzt ist[4]).

2. Vermeidung nichtlinearer Verzerrungen.

Eine Begrenzung anderer Art ist gegeben durch die nicht aussteuerbaren Kennliniengebiete, d. h. die im Gebiete positiver Gitterspannung und im gekrümmten Teil liegenden Kennlinienteile.

Hinsichtlich der ersteren Begrenzung besteht die Bedingung

$$E_{g\,max} < \varepsilon \qquad (2)$$

d. h. das positivste im Betrieb auftretende Gitterpotential darf nicht größer sein, als das Potential ε bei dem ohne Belastung des Gitterkreises ein maximaler Gitterstrom, den man etwa zu $I_{g\,max} < 10^{-}$ Amp. nehmen kann, fließen würde.

Zum zweiten sind Bedingungen aufzustellen, die angeben, wie weit der untere Teil der Kennlinie ausgesteuert werden darf. Zur Feststellung der nicht linearen Verzerrungen hat man vielfach das Verhältnis der Energie der entstehenden Oberschwingungen zur Grundschwingung herangezogen[5]) und hierfür ein Maximum angegeben. Die Wurzel aus diesem Verhältnis wurde als Klirrfaktor

$$k = \frac{\sqrt{a_2^2 + a_3^2 + \cdots}}{a_1} \qquad (3)$$

bezeichnet[6]).

Da der praktische Wert dieser Definition mit Rücksicht auf die logarithmische Ohrempfindlichkeit und die frequenzabhängige Reizschwelle des Ohres nur relativ ist, — das Maximum müßte der subjektiv empfundenen Schallenergie umgekehrt proportional sein, — seine rechnerische Behandlung auch verhältnismäßig kompliziert ist, — seine Bedeutung liegt mehr auf meßtechnischem Gebiet, — so erscheint ein anderes Maß für die Größe der nichtlinearen Verzerrungen für unsere Verhältnisse zweckmäßiger, da

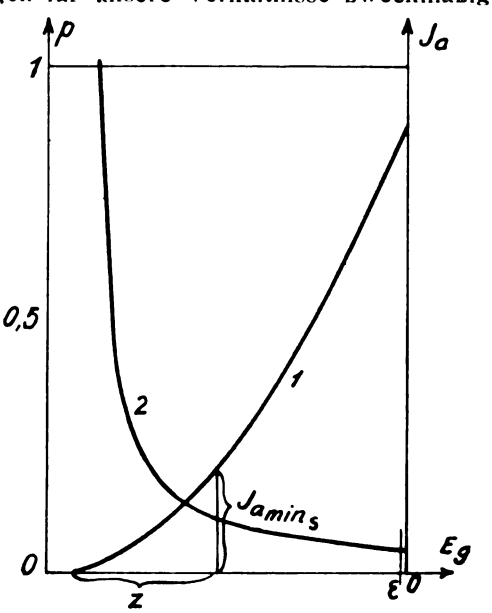


Bild 2a.

es von den angegebenen Faktoren unabhängig eine sowohl rechnerisch als auch graphisch einfachere Behandlung gestattet.

Hiernach läßt sich ein nichtlinearer Verzerrungsfaktor definieren zu

$$p = \frac{1}{S} \cdot \frac{dS}{dE_g} \qquad (4)$$

[7])

Die Auswertung der hiermit zusammenhängenden Beziehungen ergeben einen Mindeststromwert $J_{a\,min_A}$, bis zu dem die Kennlinien nach unten hin noch ausgesteuert werden dürfen. Dieser Mindeststromwert

[4]) A. Forstmann und H. Reppisch, Der Niederfrequenzverstärker S. 342, S. 344 5, 1928 auch C. R. Hanna, L. Sutherlin und C. B. Upp, l. c. berücksichtigen dies und geben als normale Anodenspannung für ihre Röhre UX 250 den Wert $E_{a0} = 450$ Volt an, wobei $R_a > 2\,R_i$.

[5]) Erstmals angegeben von E. W. Kellogg, J. A. I. E. E. l. c.

[6]) K. Küpfmüller, Fachber. d. 31. Jahresversamml. d. V. D. E., S. 87, 1926; vgl. auch E. Meyer, E. N. T. **4**, S. 509, 1927.

[7]) A. Forstmann, Funkbastler S. 436, 1927. A. Forstmann u. E. Schramm, Ztschr. f. Hochfr. Techn. **30**, S. 89 f, 1927.

Digitized by Google

ist dem Verhältnis $\left(\frac{R_i}{R_a+R_i}\right)^3$ proportional, d. h. er kann um so geringer sein, je größer $\frac{R_a}{R_i}$ wird, mit wachsendem Verhältnis $\frac{R_a}{R_i}$ wächst auch das Verhältnis $\frac{\Im_a}{J_{a0}}$, d. h. ein immer größerer Teil des Anodenruhestromes kann ausgenutzt werden.

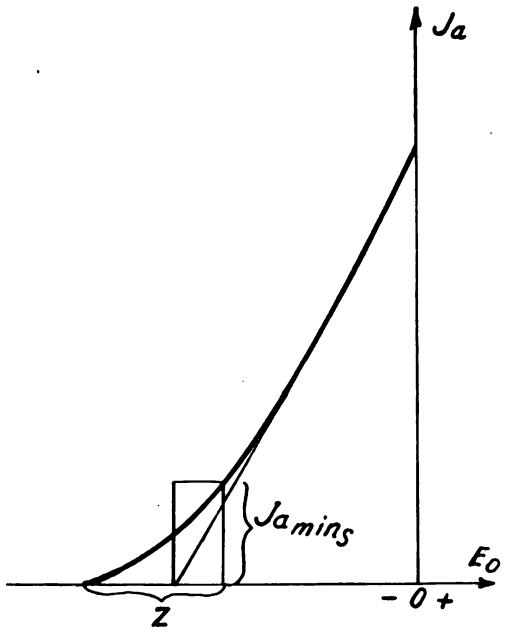


Bild 2b.

In Uebereinstimmung hiermit ergibt sich auch ein nicht aussteuerbarer Gitterspannungsbereich z[8]), entsprechend Bild 2a, den man in guter Annäherung zur Vereinfachung der rechnerischen Behandlung unabhängig von der Belastung als konstant annehmen kann.

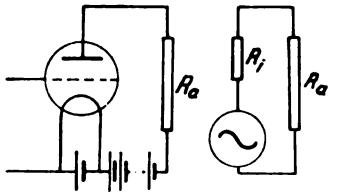


Bild 3.

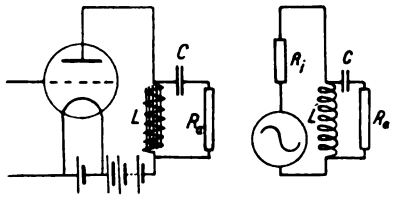


Bild 4

Man kann die sich aus Bild 2a ergebenden Werte in guter Annäherung auch erhalten, wenn man, wie aus Bild 2b ersichtlich, den geradlinigen Kennlinienteil verlängert und mit der Abszisse zum Schnitt bringt. Der doppelte Abstand dieses Schnittpunktes von der Kennlinie liefert dann den Wert $J_{a\,\min s}$,

[8]) Vgl. A. Forstmann, Funkbastler S. 557, 1929.

desgleichen ergibt sich der z-Wert in der aus dem Bild ersichtlichen Weise.

Schließlich ist noch die Bedingung

$$|\Im_a| < \frac{J_s}{2} - J_{a\,\min} \qquad (5)$$

zu stellen.

Wir wollen in folgendem die Belastungsarten Bild 3, welche rein Ohmsche Belastung, Bild 4, welche phasenreine Belastung unter Verwendung einer Drossel und Bild 5 unter Verwendung eines Ausgangstransformators darstellt, annehmen. Hier sind identisch die Bilder 3 und 4 hinsichtlich der Anpassungsverhältnisse und Bild 4 und 5 hinsichtlich der Gleichstromverhältnisse.

Es lassen sich Beziehungen für die geringsten Gitterspannungen, die im Betrieb auftreten dürfen, angeben, und zwar für den Fall in Bild 3 zu

$$E_{g\,\min} \geq z - \alpha E_a \qquad (6)$$

für den Fall in Bild 4 und 5 zu

$$E_{g\,\min} > z - \alpha(E_a + J_{a0} \cdot R_a) \qquad (6a)$$

hieraus folgen Maximalwerte für die Gitterwechselspannungen, und zwar für Belastung nach Bild 3 zu

$$|\mathfrak{E}_{g\,\max}| < \frac{1}{2}\left[\alpha E_a - (z-\varepsilon)\right] \qquad (7)$$

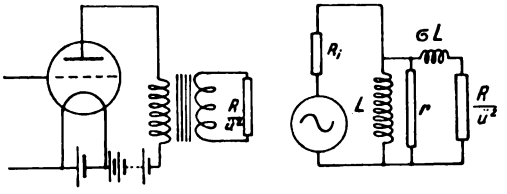


Bild 5.

nach Bild 4 und 5 zu

$$|\mathfrak{E}_{g\,\max}| < \frac{1}{2}\left[\alpha(E_a + J_{a0} \cdot R_a) - (z-\varepsilon)\right] \qquad (7a)$$

Endlich ergeben sich die Gitterruhe(vor)spannungen zu

$$E_{g0} = -\left\{\frac{1}{2}\left[\alpha E_a - (z-\varepsilon)\right] - \varepsilon\right\} \qquad (8)$$

bzw.

$$E_{g0} = -\left\{\frac{1}{2}\left[\alpha(E_a + J_{a0} \cdot R_a) - (z-\varepsilon)\right] - \varepsilon\right\} \qquad (8a)$$

B. Leistungsabgabe durch die Röhre.

1. Einzelbedingungen.

a) Die Oekonomie der Betriebsspannung.

Die von einer Röhre abgegebene Leistung ist gegeben als das Produkt von Anodenwechselstrom und Anodenwechselspannung zu

$$N = \frac{\Im_a \cdot \mathfrak{E}_a}{2} = \frac{|\mathfrak{E}_g|^2}{2\alpha^2} \cdot \frac{R_a}{(R_a+R_i)^2} \qquad (9)$$

Um die günstigste Größe der äußeren Belastung bei Erzielung maximaler Leistung bei gegebener Anodenspannung festzustellen, muß $\mathfrak{E}_g$ aus dieser Formel als Konstante verschwinden und durch E_a ausgedrückt werden[9]), man erhält dann für die

[9]) A. Forstmann, Funkbastler S. 434, 1928, A. Forstmann u. E. Schramm, Ztschr. f. Hochfr. Techn. 32, S. 195, 1928.

Digitized by Google

Formel (9) für Belastung entsprechend Bild 3 die Beziehung

$$N = \frac{[\alpha E_a - (z-\varepsilon)]^2}{8\alpha^2} \cdot \frac{R_a}{(R_a+R_i)^2} \qquad (10)$$

und für Belastung nach Bild 4 und 5 die Beziehung

$$N = \frac{[\alpha E_a - (z-\varepsilon)]^2}{2\alpha^2} \cdot \frac{R_a}{(R_a+2R_i)^2} \qquad (10a)$$

durch Aufstellung der Optimumbedingung für (10) ergibt sich ein optimaler Widerstand von

$$R_{a\,\mathrm{opt}} = R_i \qquad (11)$$

und durch Aufstellung der Optimumbedingung für (10a) ein optimaler Widerstand von

$$R_{a\,\mathrm{opt}} = 2R_i \text{ [10]} \qquad (11a)$$

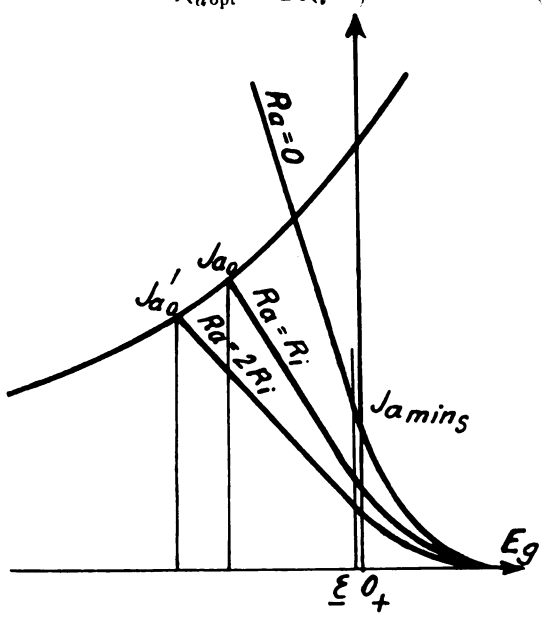


Bild 6.

Durch Berücksichtigung der Bedingungen (11) und (11a) in den Formeln (10) und (10a) ergeben sich die entsprechenden optimalen Leistungen zu

$$N_{\mathrm{opt}\,(Ea)} = \frac{[\alpha E_a - (z-\varepsilon)]^2}{32} \cdot \frac{S}{\alpha} \qquad (12)$$

bzw.

$$N_{\mathrm{opt}\,(Ea)} = \frac{[\alpha E_a - (z-\varepsilon)]^2}{16} \cdot \frac{S}{\alpha} \qquad (12a)$$

Um mit einer gegebenen Anodenspannung eine möglichst große Leistung zu erzielen, ergeben sich die Bedingungen

1. Durchgriff: groß,
2. Steilheit: groß,
3. Gitterwechselspannung: groß.

Die überhaupt maximal erreichbare Leistung erhält man durch das in Bild 6 gezeigte Verfahren. Durch spiegelbildliche Konstruktion der Arbeitskennlinien für $R_a = 2R_i$ und $R_a = 1R_i$ ergeben sich die Ruhestromwerte J_{a0} und J_{a0}' als Schnittpunkte mit der Leistungshyperbel und hieraus der maximal zulässige Ruhespannungswert

$$E_{a0\max} = \frac{N_{v\max}}{J_{a0}} \qquad (13)$$

der für Bild 4 und 5 mit der maximal zulässigen Anodenbatteriespannung identisch ist, für welche sich bei Belastung entsprechend Bild 3 die Beziehung

$$E_{a\max} = \frac{N_{v\max}}{J_{a0}'} + J_{a0}' \cdot R_i \qquad (14)$$

ergibt.

Die maximale Leistung erhält man hier für beide Fälle für die Belastung $R_a = 2R_i$ für die sich aus Formel (13) errechnende Anodenruhespannung zu

$$N_{\max\,(Ea)} = \frac{[\alpha E_{a0\max} - (z-\varepsilon)]^2}{16} \cdot \frac{S}{\alpha} \qquad (15)$$

wobei bei Belastung entsprechend Bild 3

$$E_a = E_{a0\max} + J_{a0} \cdot 2R_i$$

ist.

b) Die Oekonomie der Schaltung.

Die beste Anpassung für größte Leistung bei gegebener Gitterwechselspannung ergibt sich durch Aufstellung der Optimumbedingung für Formel (9) zu

$$R_{a\,\mathrm{opt}} = R_i \qquad (16)$$

Die günstigste Leistung ist dann gegeben zu

$$N_{\mathrm{opt}\,(\mathfrak{E}_g)} = \frac{\mathfrak{E}_g^{\,2}}{8} \cdot \frac{S}{\alpha} \text{ [11]} \qquad (17)$$

Die hierzu erforderliche Anodenbatteriespannung zu

$$E_a = \frac{1}{\alpha}\left[z - \varepsilon + 2\,\mathfrak{E}_g\right] \qquad (18)$$

für den Fall der Belastung nach Bild 3 und zu

$$E_a = \frac{1}{\alpha}\left[z - \varepsilon + 2\,\mathfrak{E}_g\right] - J_{a0} \cdot R_i \qquad (18a)$$

für Belastung entsprechend Bild 4 und 5.

Die Gitterruhespannung ist in beiden Fällen gegeben zu

$$E_{g0} = -\left[\mathfrak{E}_g - 2\right] \qquad (19)$$

Der Wert für J_{a0} ist graphisch leicht feststellbar als Schnittpunkt der Arbeitskennlinie für $R_a = R$ (Bild 6) mit dem beim Gitterpotential (19) errichteten Lot.

Um mit gegebener Gitterwechselspannung maximale Leistungen zu erhalten, ergeben sich die Bedingungen

1 Durchgriff: klein,
2. Steilheit: groß,
3. Anodenspannung: hoch.

Die hier maximal erreichbare Leistung ist durch die maximal an die Röhre legbare Anodenspannung begrenzt. Es erscheint hier vorteilhaft, den Durchgriff so klein zu wählen, wie es die maximal zulässige

[10]) Erstmals angegeben von W. J. Brown, l. c., vgl. auch J. C. Warner u. A. V. Longrehn, l. c., später auch angegeben von W. P. Radt, l. c., vgl. auch B. D. H. Tellegen l. c., A. Forstmann u. E. Schramm, Ztschr. f. Hochfr. Techn. **32**, S. 195, 1928.

[11]) Vgl. z. B. H. Barkhausen, Elektronenröhren, 2. Aufl. S. 73, 1924; H. G. Möller, Die Elektronenröhren, 2. Aufl., S. 39/40, 1922; A. Forstmann u. E. Schramm, Die Elektronenröhre, S. 153f, 1927.

Digitized by Google

Anodenbatteriespannung gestattet, der günstigste Durchgriff ist dann gegeben zu

$$a_{opt} = \frac{[z - \varepsilon + 2\,|\mathfrak{E}_g\,]}{E_{a0\,max\,max} + J_{a0} \cdot R_a}, \qquad (20)$$

wobei

$$E_{a0} \cdot J_{a0} = N_{0max} \qquad (20a)$$

sein soll,

während die maximal erreichbare Leistung bestimmt ist zu

$$N_{max}\,(\,\mathfrak{E}_g\,) = \frac{[a\,E_{a0\,max\,max} - (z - \varepsilon)]^2}{18} \cdot \frac{S}{a} \qquad (21)$$

c) Die Oekonomie der Röhre bzw. der Leistung[12]).

Es handelt sich hier darum, im Rahmen der maximal zulässigen Anodenverlustleistung (die maximal zulässige Spannung der Anodenbatterie sei zunächst ausgeschlossen, d. h. unbegrenzt angenommen von Anpasungsschwierigkeiten sei auch abgesehen) die Röhrenkennlinien möglichst gut auszunutzen, d. h. das Verhältnis des aussteuerbaren Kennlinienfeldes zum gesamten Kennlinienfeld möglichst groß zu machen. Wir erhalten also die Minimumbedingung für $J_{a\,min_A}$

$$\frac{d\,J_{a\,min_A}}{d\,R_a} = 0, \quad \left(\frac{d^2 J_{a\,min_A}}{d\,R_a^2} > 0\right) \qquad (22)$$

und für

$$\frac{d\left(1 + \frac{R_i}{R_a}\right)}{d\,R_a} = 0, \quad \left(\frac{d^2\left(1 + \frac{R_i}{R_a}\right)}{d\,R_a^2} > 0\right) \qquad (22a)$$

das Minimum ergibt sich als Asymtote für den günstigsten Widerstand

$$R_{a\,opt} = \infty \qquad (23)$$

und bedingt bei konstanter Anodenverlustleistung, daß

$$E_{a0} = \infty, \quad J_{a0} = 0, \quad \mathfrak{E}_g = \infty \qquad (24)$$

Anders ausgedrückt ergibt sich folgendes: Steigert man die Anodenspannung immer weiter, so strebt $\mathfrak{E}_a$ dem Wert E_{a0} und $\mathfrak{J}_a$ dem Wert J_{a0} zu, im theoretischen Grenzfall ergibt sich also durch Einsetzen der Grenzwerte $|\mathfrak{E}_a = E_{a0}$ und $\mathfrak{J}_a = J_{a0}$ in Formel (9) unter Berücksichtigung, daß $(E_{a0} \cdot J_{a0})_{max}$ $N_{0\,max} = N_{e\,max}$ die Bedingung

$$N_{opt}(N_0) = N_{max}(N_0) = \frac{(E_{a0} \cdot J_{a0})_{max}}{2} = \frac{N_{e\,max}}{2} \qquad (25)$$

d. h. es ist

$$\eta_{0\,max} = \eta_{e\,max} = 0{,}5\ ^{13}) \qquad (25a)$$

Wie bereits v. d. Pol festellte, ergibt sich das Optimum der Nutzleistung für die Anpassung $R_a = R_i$ während sich der günstigste Wirkungsgrad für die Anpassung $R_a \gg R_i$ ergibt[14]), d. h. bei letztgenannter Dimenionierungsart kann man einer Röhre wesentlich größere Leistungen entnehmen als bei kleineren $\frac{R_a}{R_i}$-Werten[15]), wobei es um genügend große Leistungen verzerrungsfrei zu erhalten, bei dieser Dimensionierungsart erforderlich ist, mit hohen Anodenbatteriespannungen und großen Gitterwechselspannungsamplituden zu arbeiten[16]).

Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Anodenspannung nicht beliebig hoch gewählt werden kann, sondern durch Vacuum und Isolation begrenzt

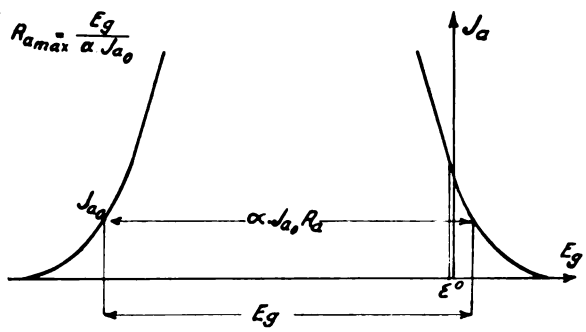


Bild 7.

ist, läßt sich nach einem früher beschriebenen Verfahren[17]) der Wert für den bei höchstzulässiger Anodenspannung günstigsten, also maximalen Belastungswiderstand graphisch, entsprechend Bild 7, leicht finden, ebenso der hierzugehörige $J_{a\,min_A}$ Wert entsprechend Bild 8. Unter Berücksichtigung

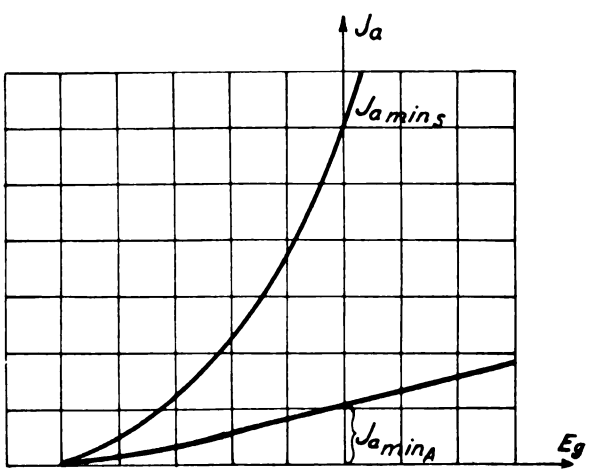


Bild 8.

der Beziehungen

$$J_{a0} = \frac{N_{e\,max}}{E_{a0\,max\,max}}$$

und

$$\mathfrak{J}_a = J_{a0} - J_{a\,min_A}$$

[12]) Vgl. hierzu E.W.Kellogg l. c., A.Forstmann, Ztschr. f. Hochfr.Techn.**31**, S. 45f, 1928, A.Forstmann u. H.Reppisch, l. c., S. 341f, C. R. Hanna, L. Sutherlin u. C. B. Upp l. c.

[13]) H. Barkhausen l. c. S. 22. E. W. Kellogg, l. c., folgt auch bei A. Forstmann und H. Reppisch durch Einsetzen der Grenzbedingungen in die angegebenen Formeln.

[14]) v. d. Pol, Electrician, **95**, S. 202, 1925; Ztschr. f. Hochfr. Techn. **26**, S. 132, 1925.

[15]) A. Forstmann u. H. Reppisch, l. c., S. 350. Eine solche Leistungssteigerung bei großen $\frac{R_a}{R_i}$-Werten geben auch C. R. Hanna, L. Sutherlin und C. B. Upp l. c. an vgl. auch H. Bartels l c.

[16]) A. Forstmann u. H. Reppisch, l. c., S. 351.

[17]) A. Forstmann, Funkbastler S. 557, 1929.

Digitized by Google

ist dann die praktisch maximal erreichbare Leistung gegeben zu

$$N_{\max(N_r \max,\ E_{a0}\max\max)} = \frac{\mathfrak{J}_a^{\,2}}{2} \cdot R_{a\max} \qquad (26)$$

Die Schaltungsarten Bild 3 und 4 sind hier nur sehr bedingt anwendbar; man wird vielmehr die erforderlichen flachen Arbeitskennlinien, d. h. die hier erforderliche Anpassung $R_a \gg R_i$ durch Verwendung eines mit Rücksicht auf die verwendete Endröhre und hinsichtlich des Uebersetzungsverhältnisses mit Rücksicht auf die Verbrauchsapparatur (Lautsprecher) zu dimensionierenden Ausgangstransformators festlegen[18]).

Um aus einer Röhre unter den vorstehenden Bedingungen möglichst große Leistungen entnehmen zu können, ergeben sich folgende Bedingungen:

1. Durchgriff: groß,
2. Steilheit: groß,
3. Gitterwechselspannung: groß,
4. Anodenspannung: hoch.

d) Die absolute Oekonomie[19]).

Um einer Röhre sowohl mit möglichst kleinen Gitterwechsel- als auch mit möglichst niedrigen Anodenspannungen eine möglichst große Leistung entnehmen zu können, müssen die Bedingungen

1. große Verschiebungsspannung
2. kleiner Durchgriff

erfüllt sein. Da man hier hinsichtlich der ersteren Bedingung weiter durch die Bedingung niedrige Anodenspannung eingeschränkt ist, so lassen sich die genannten Bedingungen nur mit Schutznetzröhren erfüllen.

Bei diesen ist zur Vermeidung von Einsattelungserscheinungen, die zu nichtlinearen Verzerrungen Anlaß geben können, die Bedingung

$$|\mathfrak{E}_a| \leq E_{a0} - E_{\mathrm{Sch}}\ ^{20}) \qquad (27)$$

zu beachten, die sich aber durch Einfügen eines Fanggitters[21]) verbessern läßt bis zu

$$|\mathfrak{E}_a| \leq E_{a0}\ ^{22}) \qquad (28)$$

Bei solchen Röhren läßt sich die zur Verfügung stehende Anodenspannung also ganz ausnutzen, nicht dagegen der Anodenruhestrom bei endlichen Anodenspannungen, wie sie hier allein in Frage kommen, da hier statische Röhrenkennlinie und Arbeitskennlinie praktisch identisch sind, also unabhängig von der Belastung die Beziehung

$$J_{a\min_A} = J_{a\min_s} \qquad (29)$$

besteht.

Es gibt hier nur einen Punkt auf der Leistungshyperbel, dieser läßt sich finden als der Schnittpunkt der im Stromwert $J_{a\min}$ beim Gitterpotential ε errichteten Lot spiegelbildlich gelegten statischen Röhrenkennlinie mit der Leistungshyperbel (konstruiert für $E_{a0} = E_{\mathrm{sch}}$).

Die Anodenruhespannung ist dann gegeben zu

$$E_{a0} = E_{\mathrm{Sch}} = \frac{N_{r\max}}{J_{a0}} \qquad (30)$$

die Größe des äußeren Widerstandes zu

$$R_a = \frac{E_{a0}}{J_{a0} - J_{a\min}} = \frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{J}_a} \qquad (31)$$

die maximale Leistung ist dann gegeben zu

$$N = \frac{(J_{a0} - J_{\min})^2}{2} R_a \qquad (32)$$

Eine bessere Ausnutzung erhält man hier bei Anwendung der Gegentaktschaltung, wobei, was bei den modernen Röhren meist der Fall ist, Voraussetzung ist, daß der Anodenstrom eine quadratische Funktion der Steuerspannung darstellt, da dann, wenn man den Arbeitspunkt in die Mitte der Krümmung legt, nichtlineare Verzerrungen kompensiert werden[23]).

Bei genügend großer maximaler Anodenbelastbarkeit wird die der Röhre maximal entnehmbare unverzerrte Wechselstromleistung nicht mehr durch die Anodenruhebelastung bestimmt sondern sie kann ohne Rücksicht auf diese gesteigert werden; sie wird begrenzt durch die Beziehung Formel (1), also hier durch die Beziehung

$$N_{r\max} > \frac{1}{T}\int e_a\, i_a\, dt \qquad (33)$$

Die zwei in Gegentakt arbeitenden Schutznetzfanggitterröhren entnehmbare Leistung ist dann im Grenzfall gegeben durch die Beziehung

$$2\,N_{\max} = 6\,N_{r\max} \qquad (34)$$

es ist dann

$$\eta_{a\max} = 0{,}75 \qquad (34a)$$

und

$$\eta_{r\max} = 3 \qquad (34b)$$

die erforderlichen Strom- und Spannungswerte lassen sich graphisch leicht finden, der resultierende Belastungswiderstand ist gegeben zu

$$R_a = 2\,\frac{E_{a0}}{\mathfrak{J}_a - J_{a0}} \qquad (35)$$

Einen einschränkenden Einfluß auf die Größe der abgebbaren Leistung kann hier die Wärmeaufnahmefähigkeit des Schutznetzes haben.

Die hier zwecks Erreichung von Maximalleistungen zu beachtenden Bedingungen sind

1. Durchgriff des Schutznetzes: groß,
2. Resultierender Durchgriff der Anode: klein,
3. Steilheit: groß,
4. Maximale Anodenbelastbarkeit: genügend groß.

[18]) A. Forstmann und H. Reppisch, l. c., S. 351.
[19]) Das Moment der Wirtschaftlichkeit wurde auch von B. D. H. Tellegen l. c. berücksichtigt.
[20]) A. Forstmann u. H. Reppisch, l. c., S. 348.
[21]) A. Forstmann u. E. Schramm, Die Elektronenröhre, S. 63f, 1927.
[22]) Vgl. auch B. D. H. Tellegen, l. c.
[23]) A. Forstmann u. E. Schramm, Die Elektronenröhre, S. 144, 1927, A. Forstmann u. H. Reppisch, l. c., S. 338; vgl. auch E. W. Kellogg l. c.

Digitized by Google

Eine von anderer Seite behauptete übermäßige mechanische Empfindlichkeit[24]), die natürlich in Spannungsverstärkerstufen erheblich störender wäre als in der Endstufe, konnte nicht festgestellt werden. Auch bei Eingitterröhren läßt sich unter bestimmten Bedingungen eine Leistungssteigerung durch Anwendung der Gegentaktschaltung erreichen, ein genaues Eingehen hierauf würde den Rahmen der vorliegenden Ausführungen überschreiten und sei einem besonderen Aufsatze vorbehalten[25]).

3. Vermeidung linearer Verzerrungen.

Die für die Vermeidung linearer Verzerrungen zu beachtenden Bedingungen wurden ausführlich durch A. Forstmann[26]) angegeben und durch etwa gleichzeitig vorgenommene Untersuchungen anderer Forscher[27]) bestätigt).

Eine frequenzunabhängige Leistungsabgabe ist unter Berücksichtigung der hinsichtlich der Oekonomie von Betriebsspannung und Schaltung zu stellenden Bedingungen angenähert nur möglich, wenn der Frequenzgang der Verbrauchsapparatur so ist, daß die Bedingungen

$$R_{a\max} < 12\,R_i \text{ und } R_{a\min} > \frac{1}{12} R_i \tag{36}$$

erfüllt sind.

Abgesehen von der Schwierigkeit der Erfüllung der genannten Anpassungsbedingungen für den ganzen Frequenzbereich der bei der Sprach- und Musikverstärkung interessiert, sind einmal die Betriebsverhältnisse und weiter die Leistungsverhältnisse mit Rücksicht auf große Leistung nicht besonders günstig.

Allgemein kann man daher sagen, daß die Anpassung mit Rücksicht auf die Vermeidung linearer Verzerrungen für $R_a \approx R_i$ die ungünstigste ist[27]), während man wesentlich bessere Verhältnisse erhält, wenn man entweder

$$R_a \gg R_i \tag{37}$$

mit der Grenzbedingung

$$R_{a\min} > 4\,R_i \tag{37a}$$

oder

$$R_a \ll R_i \tag{38}$$

mit der Grenzbedingung

$$R_{a\max} < \frac{1}{4} R_i \tag{38a}$$

macht[28]). Man wird dann zwar auf die maximale Verstärkungsfähigkeit der Röhre, d. h. das Optimum der Nutzleistung[29]) verzichten[30]), man erhält aber eine größere Frequenzunabhängigkeit und kann der Röhre größere Leistungen entnehmen[30], [31]).

Die Bedingungen, Formel (37) und (37a), gelten hier mit Rücksicht auf die Möglichkeit, große Leistungen entnehmen zu können für Eingitterröhren, während die Bedingungen (38) und (38a) für Schutznetzfanggitterröhren gelten.

Zusammenfassung.

Zusammenfassend kann folgendes festgestellt werden: Die auf dem hier behandelten Gebiet teilweise herrschende Unübersichtlichkeit beruhte in der Hauptsache auf einer nicht genügenden Beachtung der mathematischen Ausgangsbedingungen und teilweise auch auf einer ungenügenden Beachtung der Literatur[32]).

Bei der Leistungsabgabe ergeben sich verschiedene Verhältnisse, je nachdem, welche besonderen Bedingungen bei der Abgabe der Leistung zugrunde gelegt werden, man unterscheidet:

I. Die (Teilbedingungen) (Eingitterröhren):
   1. gegebene Anodenspannung (Oekonomie der Betriebsspannung),
   2. gegebene Gitterwechselspannung (Oekonomie der Schaltung),
   3. gegebene Röhre bzw. Anodenverlustleistung (Oekonomie der Röhre bzw. der Leistung),

und

II. Die (zusammenfassende Bedingung) (Mehrgitterröhren):
   4. a) gegebene Anodenspannung
      b) gegebene Gewitterwechselspannung
      c) gegebene Anodenverlustleistung

   } absolute Oekonomie

Aus den angegebenen Voraussetzungen ergeben sich verschiedene günstigste Anpassungsbedingungen und dementsprechend verschiedene optimale und maximale Leistungen.

Nichtlineare Verzerrungen werden für alle Fälle also unabhängig vom Verhältnis $\frac{R_a}{R_i}$ vermieden, wenn die Geradlinigkeitsbedingung beachtet wird.

Lineare Verzerrungen werden vermieden, wenn

1. $R_{a\max} < 12\,R_i$, $R_{a\min} > \frac{1}{12} R_i$
2. $R_a \gg R_i$ (Eingitterröhren)
3. $R_a \ll R_i$ (Schutznetzfanggitterröhren)

wobei die letztgenannten Bedingungen für breite Frequenzbänder besser erfüllbar sind als erstgenannte.

Frequenzunabhängige Anpassung für breite Frequenzbänder durch Ueber- bzw. Unteranpassung ist identisch mit

1. Oekonomie der Röhre bzw. der Leistung bei Eingitterröhren;
2. absoluter Oekonomie bei Schutznetzfanggitterröhren.

(Eingegangen am 29. Oktober 1929.)

[24]) H. Bartels, E. N. T. **6**, S. 193, 1928, wenn schon große Empfindlichkeit festgestellt ist, so ist der Vorschlag, eine solche Röhre statt in der Endstufe in der Spannungsverstärkung zu verwenden, völlig abwegig.
[25]) Vgl. A. Forstmann, E. N. T. 7, 1930.
[26]) A. Forstmann, Ztschr. f. Hochfr.Techn. **3**, S. 45 f, 1928; A. Forstmann u. H. Reppisch, l. c., S. 346 f.
[27]) H. Rukop, Ztschr. f. Hochfr. Techn. **32**, S. 68, 1928 (Eingitterröhren), B. D. H. Tellegen, l. c. (Schutznetzröhren).
[28]) Vgl. auch A. Forstmann, Funkbastler S. 336, 1928.
[29]) v. d. Pol, l. c.
[30]) A. Forstmann, Ztschr. f. Hochfr. Techn. **31**, S. 47, 1928.
[31]) A. Forstmann u. H. Reppisch, l. c., S. 350/51.
[32]) Vgl. hierzu H. Bartels, l. c.

Digitized by Google

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Piezoelektrische Einrichtung.

D.R.P. 490 085, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Telefunken), Pat. vom 27. März 1928, ausgegeben am 23. Jan. 1930.

Die aus Quarzplatten hergestellten Piezoeinrichtungen zeigen häufig mehrere Eigenschwingungen infolge Ungleichförmigkeiten des Quarzmaterials. Erfindungsgemäß werden diese Nachteile dadurch beseitigt, daß als Piezoeinrichtung eine Platte aus einem beliebigen Material verwendet wird, auf welche ganz dünne piezoelektrische Schichten aus einer Pulvermasse mit einem Bindenmaterial befestigt sind. Die Erregung erfolgt durch die Piezoschicht, und teilt sich der Platte mit, die dann in ihrer Eigenschwingung schwingt.

Kurzwellenröhrensender.

D.R.P. 489 580, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Telefunken), Pat. vom 1. Juli 1928, ausgegeben am 17. Jan. 1930.

Bei der in Bild 1 wiedergegebenen Kurzwellen-Sendeschaltung kann durch die Anodengleichspannungsleitung *A* leicht eine Störung auftreten, da durch verteilte Kapazitäten gegen Erde leicht ein Ausgleichstrom über den Blockkondensator *C* fließt, der viel

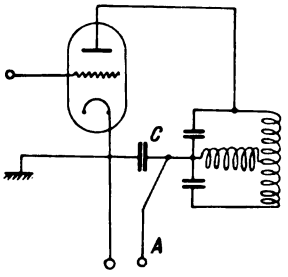


Bild 1.

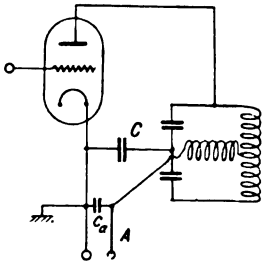


Bild 2.

größer sein kann als der Anodenwechselstrom, und der am Kondensator *C* störende Spannungen hervorrufen kann. Man kann sich dagegen durch eine nochmalige Verdrosselung der Anodenleitung *A* schützen. Eine andere Anordnung zeigt Bild 2, bei der für die Anodenleitung ein besonderer Blockkondensator C_a eingeschaltet ist.

Modulations-Einrichtung.

D.R.P. 489 293, Klasse 21a⁴, Gruppe 14 (Huth), Pat. vom 26. August 1924, ausgegeben am 16. Januar 1930.

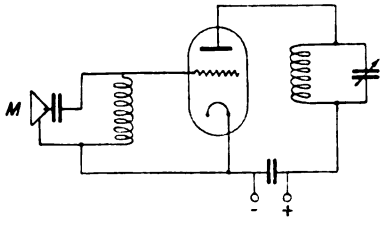


Bild 3.

Die Erfindung betrifft die Modulation eines Röhrensenders durch Beeinflussung der Kapazität oder Selbstinduktion des Schwingungskreises. Dies kann z. B. mit Hilfe eines Kondensatormikrophons *M* (Bild 3) oder mit einem Variometer erfolgen, dessen eine Spule fest, dessen andere Spule an der Schallmembran befestigt ist. Durch die Verstimmung des Gitterkreises gegenüber dem Anodenkreis wird die Schwingungsamplitude beeinflußt. Die Verstimmung kann natürlich auch im Anodenkreis erfolgen.

Modulations-Einrichtung.

D.R.P. 489 942, Klasse 21a⁴, Gruppe 17 (Soc. Franç. Radioélectrique, Franz. Prior. vom 10. August 1925 und 25. November 1925), Pat. vom 10. August 1926, ausgegeben am 22. Januar 1930.

Bei der in Bild 4 wiedergegebenen Schaltung ist zur wahlweisen Modulation mittels Mikrophon *M* für Telephonie oder zur Modulation ungedämpfter Wellen mit niederfrequenten Schwingungen ein niederfrequen-

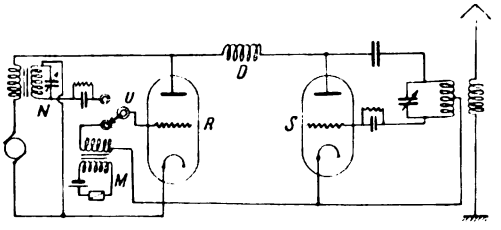


Bild 4.

ter Schwingungskreis *N* vorgesehen mit einem Umschalter *U*, der es gestattet, entweder den Mikrophonkreis *M* oder den Modulationkreis *N* an die Röhre *R* zu schalten, die zur Verstärkung dient und anodenseitig über eine Drossel *D* mit der Schwingröhre *S* verbunden ist.

Rahmenantenne.

D.R.P. 489 735, Klasse 21a⁴, Gruppe 47 (Federal Tel. Co, San Francisco), Pat. vom 14. April 1928, ausgegeben am 18. Januar 1930.

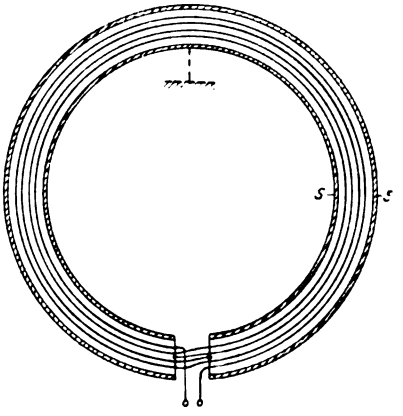


Bild 5.

Zum Schutz gegen klimatische Einflüsse und zur Abschirmung gegen Störungen verwendet man Rahmen, bei denen die Windungen in einer Metallschutzhülle eingeschlossen sind. Erfindungsgemäß wird diese Schutzhülle *S* (Bild 5) an einer Stelle aufgeschnitten und als Windung im Rahmenkreis derart

Digitized by Google

mit eingeschaltet, daß sie die Mittelwindung der Rahmenantenne bildet.

Peileinrichtung.

D.R.P. 489 944, Klasse 21a⁴, Gruppe 48 (Lorenz), Pat. vom 12. August 1928, ausgegeben am 23. Jan. 1930.

Zur Richtungsbestimmung verwendet man zwei Richtantennen, von denen die eine die positiven Zeichen, die andere in den Zeichenpausen negative Zeichen gibt, so daß in bestimmten Richtungen beide Zeichen gleich stark gehört werden und zu einem Dauerstrich verschmelzen. (D.R.P. 211 496). Der Nachteil dieser Einrichtung besteht darin, daß das betr. Fahrzeug in der Richtung des Senders steuern muß. Um dies zu vermeiden, wird zugleich erfindungsgemäß von dem ebenfalls bekannten Verfahren Gebrauch gemacht, den Richtstrahl rotieren zu lassen. Im vorliegenden Falle sollen also die Richtstrahlen der beiden Antennensysteme synchron umlaufen. Bestimmt wird die Zeit, zu der die Zeichen zu einem Dauerstrich verschmelzen, von einer bestimmten Ausgangszeit aus.

Peileinrichtung.

Brit. Pat. 322 326 (Smith 22. November 1928), veröffentlicht am 22. Januar 1930.

Bei der in Bild 6 dargestellten Peileinrichtung ist die Rahmenantenne *R* mit einem Umschalter *K* und die Hochantenne *A* mit einem Schalter *S* verbunden, der auf drei verschiedene Kontakte 1, 2, 3 geschaltet werden kann. Die Schaltung ist so getroffen, daß bei

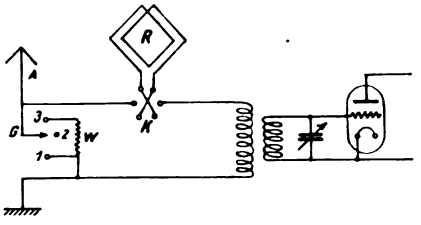


Bild 6.

der Stellung des Schalters *S* auf Kontakt 2 die Hochantenne voll zur Wirkung gelangt. Bei dieser Stellung erfolgt das Aufsuchen des Senders. Bei Umschaltung auf Kontakt 1 ist der Rahmen allein eingeschaltet, während bei der Stellung auf Kontakt 3 beide Antennen zusammenwirken. In der richtigen Stellung des Rahmens muß bei Betätigung des Umschalters *K* die Lautstärke die gleiche bleiben, wenn der Rahmenempfang zum Hochantennenempfang addiert oder subtrahiert wird. Ein Widerstand *W* ist zur Phasenregelung vorgesehen.

Peilverfahren für Luftfahrzeuge.

D.R.P. 488 420, Klasse 21a⁴, Gruppe 48 (Marconi-Brit. Prior. vom 30. November 1926), Pat. vom 16. November 1927, ausgegeben am 27. Dezember 1929.

Das Peilverfahren, das für Luftfahrzeuge wegen seiner Einfachheit besonders geeignet sein soll, verwendet zwei Rahmenantennen *A*, *B* (Bild 7), die unter einem festen von 90° abweichenden Winkel montiert sind und abwechselnd an den Empfänger geschaltet werden. Mit *X* ist die Längsschiffsrichtung bezeichnet. Fällt die Richtung der ankommenden Wellen mit *X* zusammen, so werden beim Umschalten der beiden Rahmenantennen die Lautstärken die gleichen sein. Ist ungleiche Lautstärke vorhanden, so wird die Flugrichtung solange geändert, bis der Lautstärkenunterschied verschwindet. Dies tritt auch dann ein, wenn

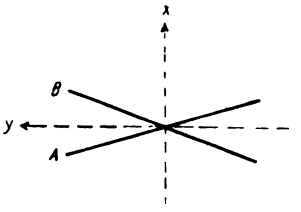


Bild 7.

der Sender sich querab in der Richtung *Y* befindet. Da die Empfindlichkeit bei kleinen Winkeländerungen viel größer ist, wenn der Sender in Richtung *X* steht als in Richtung *Y*, so kann der Pilot hieraus gewöhnlich leicht erkennen, in welcher der beiden Richtungen der Sender steht. Um jedoch jeden Grad von Zweideutigkeit zu beseitigen, können beide Rahmen hintereinandergeschaltet werden. Dann verschwindet der Empfang völlig, wenn der Sender in Richtung *X* steht, während der Empfang sich zur vollen doppelten Lautstärke addiert, wenn der Sender in Richtung *Y* steht.

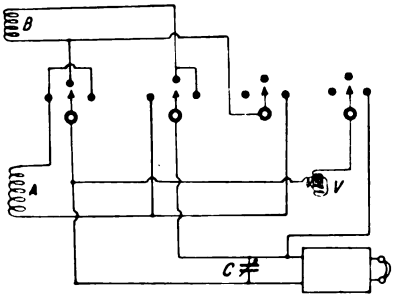


Bild 8.

Die Empfangsanordnung mit dem dreifachen Umschalter zeigt Bild 8. Bei Stellung links ist der Rahmen *A*, auf Stellung Mitte der Rahmen *B* eingeschaltet, auf Stellung rechts sind beide Rahmen hintereinandergeschaltet. Das Variometer *V* liegt parallel zum Abstimmkandensator *C*, wenn beide Rahmen hintereinandergeschaltet sind, um den Unterschied in der Selbstinduktion auszugleichen, so daß keine Abstimmänderung erforderlich ist.

Mehrfach-Telegraphie.

D.R.P. 488 792 (Radio Corporation of America, Amer. Prior. vom 8. Januar 1925), Pat. vom 1. Januar 1926, ausgegeben am 6. Januar 1930.

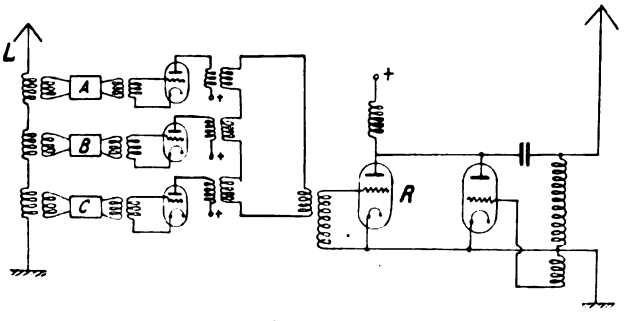


Bild 9.

Für Zwecke der Mehrfach-Telegraphie wird die in Bild 9 dargestellte Zwischenstation für die Aufnahme

Digitized by Google

und Weiterleitung vorgeschlagen. Die verschiedenen ankommenden Frequenzen, z. B. 21 000, 21 300 und 24 000 werden mit einer aperiodischen Antenne 4 aufgenommen und getrennt den zugehörigen Empfängern *A*, *B*, *C* zugeführt. Durch die Ströme der Ausgangskreise wird der Röhrensender *R* moduliert, der mit einer anderen Trägerwelle z. B. 100 000 arbeitet. Diese wird von der in Bild 10 dargestellten Empfangsstation

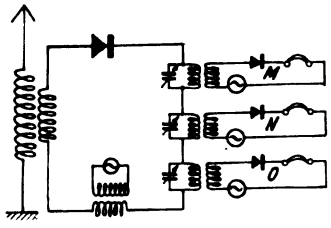


Bild 10.

empfangen und nach Überlagerung und Demodulation den einzelnen Empfängern *M*, *N*, *O* zugeführt, in denen die zweite Überlagerung bzw. Demodulation erfolgt.

Antennenzuführung.

Brit. Pat. 322 244 (Brown, 5. September 1928), veröffentlicht am 22. Januar 1930.

Zur Verbindung mehrerer Antennenzuführungen mit mehreren Empfängerleitungen wird ein in Bild 11 dargestellter Verteilerkasten vorgeschlagen. Die vom Empfänger kommenden Zuleitungen 1 mit Schirmrohren 2 sind in einzelne Metallfächer 5 des Verteiler-

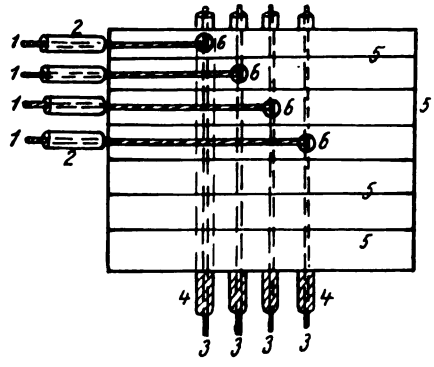


Bild 11.

kastens gegeneinander und gegen die Antennenzuführungen abgeschirmt eingebettet. Hinter dem Metallkasten liegen die Antennenzuführungen 3 mit Schirmröhren 4. Der Metallkasten ist mit Löchern 6 versehen, durch die die Verbindung der Zuführungen 1 mit den Antennenzuführungen 3 erfolgt.

Piezoelektrischer Wellenmesser.

D.R.P. 489 661, Klasse 21a⁴, Gruppe 71 (Schäffer), Pat. vom 22. November 1927, ausgegeben am 18. Jan. 1930 (Zusatz zum Patent 487 661).

Zur Wellenmessung mit Piezokristallen ist vorgeschlagen worden, diese Messung mit zwei Piezokristallen, die verschiedene Eigenfrequenzen f_1 und f_2 besitzen, in der Weise vorzunehmen, daß die Sollwelle *f* im Schnittpunkt *A* (Bild 12) der beiden Piezo-Resonanzkurven liegt. Eine Einrichtung zur Ausführung einer derartigen Messung zeigt Bild 13, bei dem die beiden Piezokristalle P_1 und P_2 abwechselnd in den einen Zweig einer Brücke eingeschaltet werden können, deren Diagonale den Detektor *D* und das Meßinstrument *I* enthält. Bei der geringsten Abweichung von der Sollwelle werden die Ausschläge im

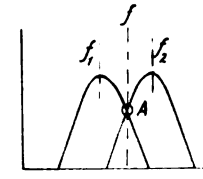


Bild 12.

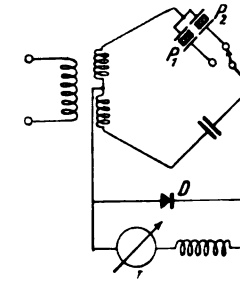


Bild 13.

Meßinstrument *I* bei der Umschaltung der Piezokristalle verschieden sein.

Modulation mittels lichtelektrischer Zelle.

Brit. Pat. 321 750 (Univ. Ge. Radio Co., 28. August 1928), veröffentlicht am 8. Januar 1930.

In Bild 14 ist eine Modulationsschaltung wiedergegeben, die für Bildtelegraphie etc. bestimmt ist. Die Modulation erfolgt mittels einer Doppelgitterröhre *M*, deren eines Gitter über den Transformator *T* mit

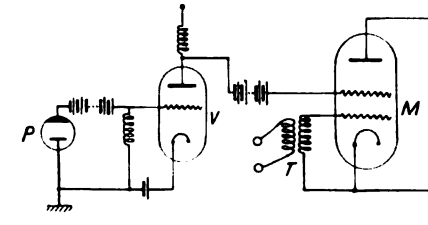


Bild 14.

Wechselstrom (Trägerwelle) erregt wird, während dem zweiten Gitter die von der lichtelektrischen Zelle *P* kommenden und in einer Röhre *V* verstärkten Ströme zugeführt werden.

Elektrische Lichtsteuerung.

D.R.P. 489 465, Klasse 21a¹, Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 4. November 1927, ausgegeben am 21. Januar 1930.

Versuche haben ergeben, daß Körper, die an sich nicht kristallographisch orientiert sind, wie z. B. Glas, bei Verwendung einer zusätzlichen Polarisationsspannung in einen elektrisch polarisierten Zustand versetzt werden können, so daß sie piezoelektrisch

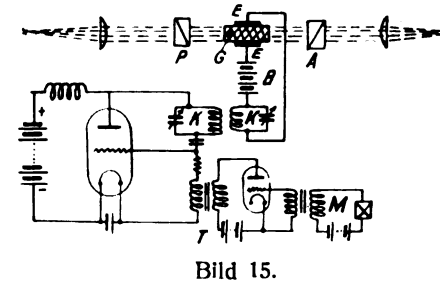


Bild 15.

werden. Erfindungsgemäß soll diese Erscheinung zur Lichtsteuerung verwendet werden. Bei der in Bild 15 dargestellten Einrichtung, die zugleich für phototo-

Digitized by Google

nische Zwecke (sprechender Film) dient, ist die Glasplatte *G* zwischen zwei Elektroden *E* angeordnet, die durch die Batterie *B* eine Polarisationsspannung erhalten. Diese Einrichtung ist zwischen Polarisator *P* und Analysator *A* der Lichtsteuerungsvorrichtung eingeschaltet. Mit dem Röhrenspender *R* ist über die Schwingungskreise *K* die Lichtsteuerungseinrichtung und über den Transformator *T* der Mikrophonkreis *M* gekoppelt.

Bild 16 zeigt eine Anordnung zur Bildzerlegung, die bekanntlich in der Weise erfolgen kann, daß mehrere Schichten eines optisch veränderlichen Mittels nacheinander beeinflußt werden. In diesem Falle dienen dazu die Glasschichten *G*, die zwischen Elektroden *E* geschichtet sind. Die Erregung erfolgt durch

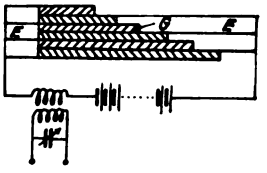


Bild 16.

Hochfrequenz, die in ihrer Frequenz derart periodisch geändert wird, daß die Glasplatten in ihrer Eigenfrequenz zeitlich nacheinander erregt werden und dadurch für polarisiertes Licht durchlässig gemacht werden.

Bildtelegraphie.

Brit. Pat. *322 225* (Wright, Smith, 31. August 1928), veröffentlicht am *22.* Januar 1930.

Um die Verstärkung der von einer Photozelle *P* (Bild 17) kommenden Ströme zu verbessern, ist im Ausgangskreis der Photozelle ein rotierender Kurzschlußunterbrecher *U* vorgesehen. Der Unterbrecher

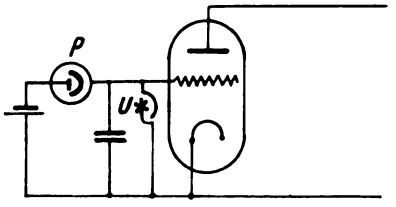


Bild 17.

kann synchron mit der Bildzerlegungsscheibe angetrieben und die Unterbrecherfrequenz gleich der Bildzerlegungsfrequenz gewählt werden. Zur Unterbrechung kann eine entsprechend gesteuerte Röhre verwendet werden.

Bildtelegraphie oder Schnelltelegraphie.

D.R.P. 499 464, Klasse 21a[1], Gruppe *32* (Telefunken), Pat. vom 13. Oktober 1927, ausgegeben am 18. Januar 1930.

Bei der Modulation einer Trägerwelle für Bildtelegraphie wählt man mit Rücksicht auf die Übertragungskabel die Trägerfrequenz so tief, als dies jeweils zulässig ist. Ist *n* die höchste vorkommende Bildfrequenz und *N* die Trägerfrequenz, liegt also das Frequenzband der modulierten Welle zwischen *(N+n)* und *(N—n)*, so genügt es erfahrungsgemäß, wenn *N* doppelt so groß wie *n* ist. Will man nach Übertragung durch Kabel diese modulierte Welle zur Modulation einer Hochfrequenz wählen, so wird das Frequenzband unnötig breit, so daß es zweckmäßig ist,

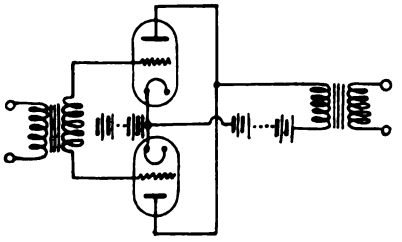


Bild 18.

die Frequenz *N* wieder zu beseitigen. Erfindungsgemäß soll das Band *(N ± n)* in seiner Trägerfrequenz ein oder mehrere Male verdoppelt und evtl. nachfolgend demoduliert werden. Ohne die hierdurch erzielte Spreizung des Frequenzbandes ist die Demodulation mit guter Aussiebung der Trägerfrequenz nicht möglich.

Eine Anordnung zur Frequenzverdopplung zeigt Bild 18, bei dem die Gitter der Röhren so stark

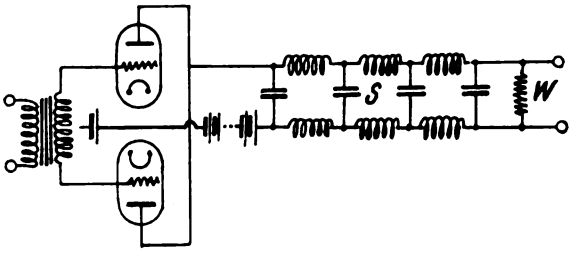


Bild 19.

negativ vorgespannt sind, daß sie auf dem unteren Knick der Charakteristik arbeiten. Das im Anodenkreis auftretende Band ist das von der Ordnung *(2N ± n)*, d. h. nur die Trägerwelle ist verdoppelt. Die Verdopplung kann mehrfach erfolgen. Bild 19 zeigt eine Einrichtung mit gleichzeitiger Demodulation, in-

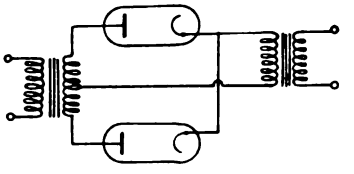


Bild 20.

dem vor dem Belastungswiderstand *W* eine geeignete Siebkette *S* vorgeschaltet ist. Auch die Verwendung von Zweielektrodenröhren ist möglich, wie dies Bild 20 zeigt.

Stereoskopische Bildübertragung.

Brit. Pat. 321 441 (Baird, 11. Juli 1928), veröffentlicht am 31. Dezember 1929.

Zur stereoskopischen Bildübertragung ist die Bildzerlegungsscheibe 14 (Bild *21*, *22*) mit zwei Reihen von Löchern 10, 11 versehen, die dem Abstand der Augen entsprechend angeordnet sind. Die Lichtquellen 17, 18 beleuchten intermittierend das Objekt *21*. Die reflektierten Strahlen gelangen auf die licht-

Digitized by Google

empfindlichen Zellen *22*, *23*. Die Empfängeranordnung mit Glimmlampen oder dergl. ist eine entsprechende. Die Lochreihen können unterteilt und versetzt angeordnet werden, wie dies z. B. Bild *23*

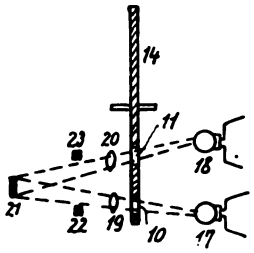


Bild 21.

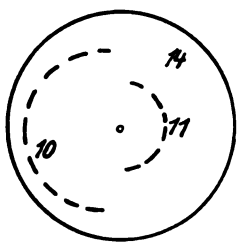


Bild 22.

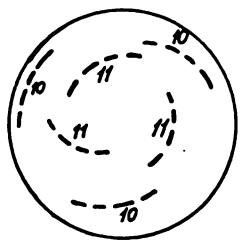


Bild 23.

zeigt. Farbige Effekte können erzielt werden, indem z. B. das eine Bild rot, das andere blau wiedergegeben wird. (Vgl. auch Brit. Pat. 266 564.)

Gleichrichter.

D.R.P. 489 955, Klasse 21g, Gruppe 11 (Andre, Paris—Franz. Prior. vom 13. November 1923 und 30. April 1924). Pat. vom 19. Oktober 1924, ausgegeben am 24. Januar 1930.

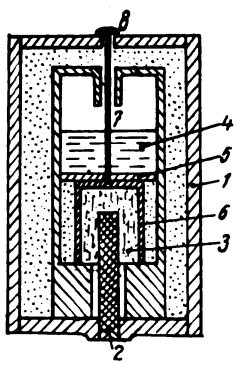


Bild 25.

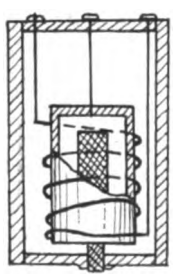


Bild 25.

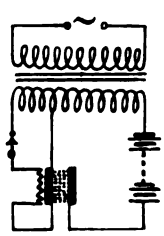


Bild 26.

Die Erfindung betrifft einen Gleichrichter, bei dem die Anode aus einem fein zerteilten Leiter im Kolloidzustand besteht. Eine Ausführungsform zeigt Bild 24. In einer Metallschutzhülle 1 (Blei), befindet sich eine Kathode 2, die durch elektrische Einwirkung stark oxydiert (z. B. Aluminium, Nickel). Sie steht in enger Berührung mit der kolloidalen Anode 3 aus Silber oder Graphit. Die Flüssigkeit 4 ist durch eine poröse Wand 5 (Asbest, Glaswolle, Porzellan) von der kolloidalen Silberanode getrennt, um die Diffussion der Kolloide zu verhindern. Die Zuleitung zur Anode erfolgt durch die Leiter 8, 7, 6.

Der Gleichrichter kann auch als Trockengleichrichter ausgebildet sein. Die Gleichrichterwirkung muß dann durch einen thermischen Prozeß herbeigeführt werden. Einen solchen Gleichrichter zeigt z. B. Bild 25. Die Schaltung für die Heizvorrichtung eines solchen Gleichrichters zeigt Bild 26.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
487 314	21a⁴/57	31. 12. 29	Modulationseinrichtungen
488 108	21a⁴/57	31. 12. 29	Empfangs- u. -Modulations-Meßgerät
488 198	21b/29	27. 12. 29	Hochfrequenzofen
488 281	21c/22	27. 12. 29	Steckerstifte
488 420	21a⁴/48	27. 12. 29	Peileinrichtung für Luftfahrzeuge
488 534	21d²/12	4. 1. 30	Ladevorrichtung für Akkumulatoren
488 577	21a²/41	30. 12. 29	Niederfrequenzverstärker
488 685	21c/1	31. 12. 29	Widerstand
488 791	21a⁴/29	6. 1. 30	Hochfrequenzverstärker
488 792	21a⁴/49	6. 1. 30	Mehrfachübermittlung
488 793	21a⁴/68	6. 1 30	Spulenhalter
488 794	21a⁴/70	7. 1. 30	Kondensator-Einstellvorrichtung
488 789	21c/22	8. 1. 30	Steckerstift
488 879	21g/13	13. 1. 30	Herstellung von Röhren
489 131	21a⁴/7	14. 1. 30	Schwingungserzeugung mit mechanischem Mittel
489 204	21a⁴/29	15. 1. 30	Gleichstrom-Verstärker
489 252	21a⁴/2	16. 1. 30	Funkensender
489 291	21a²/1	15. 1. 30	Lautsprechersystem
489 292	21a²/1	16. 1. 30	Schalldose
489 293	21a⁴/14	16. 1. 30	Modulation
489 377	21c/55	17. 1. 30	Widerstand
489 434	21g 30	17. 1. 30	Bodenforschung mit Hochfrequenzwellen
489 464	21a¹/32	18. 1. 30	Bildtelegraphie
489 465	21a¹/32	21. 1. 30	Lichtsteuerung
489 557	21g/13	22. 1. 30	Röhre
489 580	21a⁴/9	17. 1. 30	Kurzwellen-Röhrensender
489 657	21a¹/3	22. 1. 30	Signalgeber
489 660	21a⁴/8	22. 1. 30	Röhrensender
489 661	21a⁴/71	18. 1. 30	Piezoelektrische Wellenkontrolle
489 735	21a⁴/47	18 1. 30	Rahmenantenne
489 736	21a⁴/47	18. 1. 30	Zusammenlegbare Rahmenantenne
489 942	21a⁴/17	22. 1. 30	Modulationsschaltung
489 944	21a⁴/48	23 1. 30	Peileinrichtung
489 955	21g/11	24. 1. 30	Gleichrichter
490 085	21a⁴/8	23. 1. 30	Piezoelektrische Einrichtung
490 107	21a¹/32	24. 1. 30	Bildübertragung
490 108	21a²/3	24. 1. 30	Lautsprecher
490 109	21a²/11	24. 1. 30	Schallmembranbefestigung
490 114	21a⁴ 35	24. 1. 30	Netzanschlußgerät
490 117	21g/13	23. 1. 30	Röhre

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Digitized by Google

Referate.

M. Osnos, Verstärkertransformatoren. Telefunken-Zeitung **10,** S. 39—58, 1929, Nr. 51.

Nach Hinweis auf den wesentlichen Unterschied zwischen einem Verstärker- und einem gewöhnlichen Transformator (höherer primärer Widerstand) und die besonderen Bedingungen, die der erstere zu erfüllen hat (konstantes Verhältnis von Primärspannung zu Nutzspannung, guten Wirkungsgrad und guten Leistungsfaktor bei sämtlichen Tonfrequenzen) wird eine graphische Darstellung der Arbeitsweise eines Verstärker-Transformators gegeben. Auf Grund dieser werden allgemeine Gleichungen für das genannte Spannungsverhältnis für eine größere Zahl von Schaltungen abgeleitet und Anhaltspunkte für die Wahl der günstigsten Verhältnisse gefunden.

Gleichungen für das Spannungsverhältnis.

Die Schaltungen werden nach Art, Verteilung und Kombination der Blindwiderstände im Verstärker-

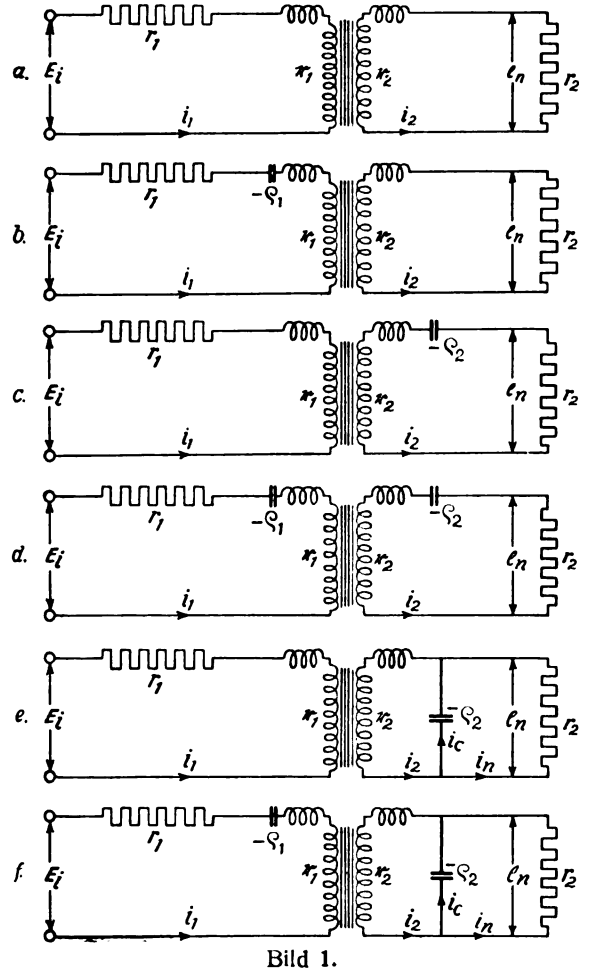


Bild 1.
„Aus Telefunken-Zeitung Nr. 51."

transformator unterschieden und in zwei Hauptgruppen unterteilt (Bild 1): Schaltungen *a—d* mit nur in Reihe geschalteten Blindwiderständen, Schaltungen *e* und *f* mit in Reihe und parallelgeschalteten Blindwiderständen.

Für die Schaltungen *a—d* wird ein gemeinschaftliches Schaltbild (Bild 2) und ein gemeinschaftliches Arbeitsdiagramm (Bild 3) aufgestellt. Aus letzterem wird für das Verhältnis der primären EMK zu der auf den Primärkreis übertragenen sekundären Nutzspannung

$$\xi_d = \frac{1}{1-\sigma} \qquad (1)\ ^*)$$

$$\sqrt{\left[\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \frac{\operatorname{tg}\delta_1}{\operatorname{tg}\delta_2}\right]^2 + \left[\operatorname{tg}\delta_1 - \frac{1}{\operatorname{tg}\delta_2}(\varepsilon_1\varepsilon_2 - 1 + \sigma)\right]^2}$$

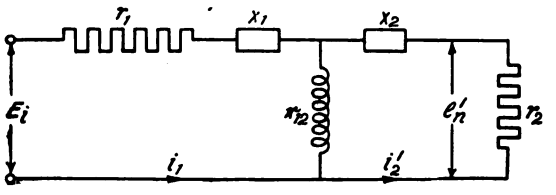


Bild 2.
„Aus Telefunken-Zeitung Nr. 51".

eine allgemeine Gleichung abgeleitet, aus welcher die entsprechenden Gleichungen für die Schaltungen *a—c* sich ohne weiteres ergeben, wenn man in Gl. (1) die betreffenden Unterschiede zwischen den Schaltungen *a—e* und der Schaltung *d* berücksichtigt. Für die Schaltungen *e* und *f* mit Parallel-Kapazitäten wird für *f*, die allgemeinere von diesen, ein Arbeitsdiagramm

*) In dieser Gleichung und den folgenden bedeuten:

$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\varrho_1}{\mathfrak{r}_1}$, $\varepsilon_2 = 1 - \frac{\varrho_2}{\mathfrak{r}_2}$

$\mathfrak{r}_1 = \omega \mathfrak{L}_1$ = ind. Widerstand der Primärwicklung

$\mathfrak{r}_2 = \omega \mathfrak{L}_2$ = ind. Widerstand der Sekundärwicklung

$-\varrho_1 = \frac{1}{\omega C_1}$ = Widerstand einer Kapazität im 1. Kreis

$-\varrho_2 = \frac{1}{\omega C_2}$ = Widerstand einer Kapazität im 2. Kreis

$\sigma = 1 - \frac{\mathfrak{r}_{12}^2}{\mathfrak{r}_1 \mathfrak{r}_2}$ = Streuung, $\mathfrak{r}_{12} = \omega M$ = Widerstand der Transformator-Kopplung

$\operatorname{tg}\delta_1 = \frac{r_1}{\mathfrak{r}_1}$, $\operatorname{tg}\delta_2 = \frac{r_2}{\mathfrak{r}_2}$, r_1 = Verlustwiderstand des Primärkreises

r_2 = Verlustwiderstand des Sekundärkreises

$\vartheta_1 = 1 - \frac{\mathfrak{r}_1}{\varrho_1}$ = Verstimmung, bezogen auf die Kapazität des 1. Kreises

$\vartheta_2 = 1 - \frac{\mathfrak{r}_2}{\varrho_2}$ = Verstimmung, bezogen auf die Kapazität des 2. Kreises

$\vartheta_0 = 1 - \frac{\sigma\,\mathfrak{r}_2}{\varrho_2}$ = Verstimmung gegen die sog. Streuresonanz

In Bild 2—3 bedeuten: X_1, bezw. X_2 — Blindwiderstände
r_1, bezw. r_2 — Wirkwiderstände

ferner: $E'F' = i_2 r_2$, $F'B = i_2(\mathfrak{r}_{12} + X_2)$, $E'B = i_1 \mathfrak{r}_{12}$
$GH = i_1 r_1$, $HB = i_1(\mathfrak{r}_{12} + X_1)$ $BF = i_2 \mathfrak{r}_{12}$,
GF = primäre EMK

$EF \parallel E'F' = i_2 r_2 \frac{\mathfrak{r}_{12}}{\mathfrak{r}_{12} + X_2}$, $E'Q' \parallel HF$.

Im Bild 4 dagegen:

$E'F' = i_r r_2 = i_c \varrho_2$, $F'B = i_2 \mathfrak{r}_2$, $E'B = i_1 \mathfrak{r}_{12}$
$GH = i_1 r_1$, $HB = i_1(\mathfrak{r}_1 - \varrho_1)$, $BF = i_2 \mathfrak{r}_2$,
GF = primäre EMK

$EF \quad E'F' = E'F' \frac{\mathfrak{r}_{12}}{\mathfrak{r}_2}$

Digitized by Google

(Bild 4) aufgestellt und aus diesem für das genannte Verhältnis der Gleichung

$$\xi_f = \frac{1}{1-\sigma} \qquad (2)$$

$$\sqrt{\left[\vartheta_2(\varepsilon_1-1)+\vartheta_a+\frac{\operatorname{tg}\delta_1}{\operatorname{tg}\delta_2}\right]^2+\left[\vartheta_2\operatorname{tg}\delta_1-\frac{\varepsilon_1-1+\sigma^2}{\operatorname{tg}\delta_2}\right]}$$

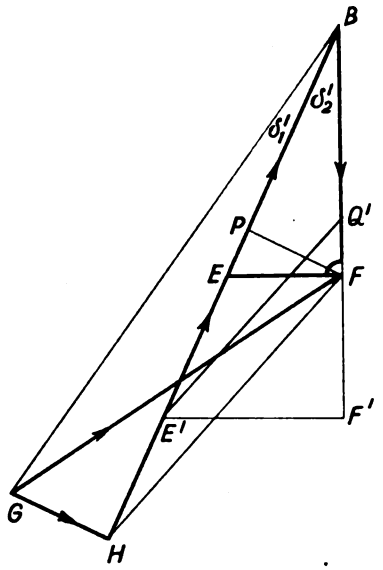


Bild 3.
„Aus Telefunken-Zeitung Nr. 51".

abgeleitet. Aus Gleichung (2) ergibt sich dann Gleichung

$$\xi_e = \frac{1}{1-\sigma}\sqrt{\left[\vartheta_a+\frac{\operatorname{tg}\delta_1}{\operatorname{tg}\delta_2}\right]^2+\left[\vartheta_2\operatorname{tg}\delta_1-\frac{\sigma}{\operatorname{tg}\delta_2}\right]^2} \qquad (3)$$

für die speziellere Schaltung *e*.

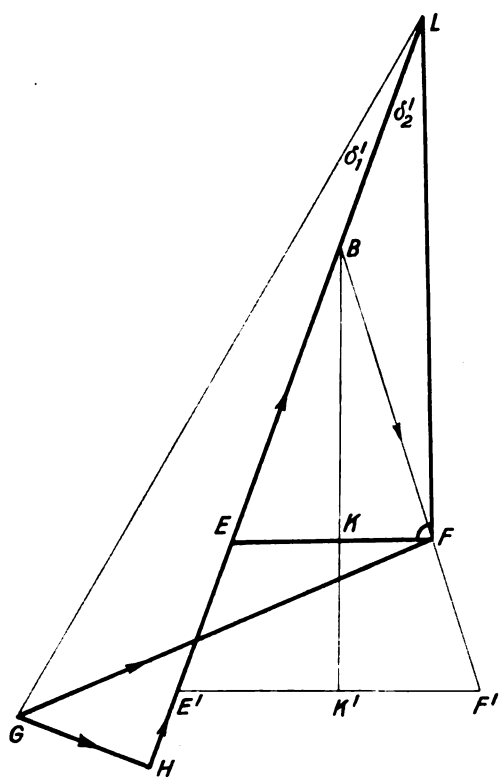


Bild 4.
„Aus Telefunken-Zeitung Nr. 51".

Die Gl. (1) bis (3) stellen Funktionen der Frequenz ν dar; aus diesen Gleichungen kann man daher das Verhältnis der Nutzspannung zur primären EMK für alle Frequenzen leicht berechnen und so die sogenannte Frequenzkurve punktweise ermitteln.

Wahl der günstigsten Verhältnisse.

Für die Wahl der günstigsten Verhältnisse wird ausgegangen von der einfachen Schaltung *a*, da sie nur drei Konstante enthält (Streuung σ, primären und sekundären Verlustwinkel δ_1, δ_2). Ausgehend von einem nach Rukop erfahrungsmäßig erreichbaren kleinen Wert von $\sigma = 0{,}5\%$ wird für die Wahl von $tg\ \delta_2$ die Bedingung aufgestellt, daß bei der höchsten Frequenz die Wirkspannung nicht zu klein wird (etwa gleich der Blindspannung) und für die Wahl von $\operatorname{tg}\delta_1$, daß der Wirkungsgrad bei hoher Frequenz nicht zu schlecht wird (etwa 80%). Aus diesen Bedingungen ergibt sich für die höchste Frequenz

$$\operatorname{tg}\delta_2 = \sigma$$

und für $\operatorname{tg}\delta_1$, wenn die untere Frequenzgrenze 25 P/s ist, die Gleichung

$$\operatorname{tg}\delta_1 = \frac{12{,}5}{\nu}.$$

Die Schaltungen *b*—*f* werden als Erweiterungen der Schaltung *a* betrachtet. Für die Wahl der zusätzlichen Elemente jeder Schaltung wird von dem Gesichtspunkt ausgegangen, daß diese zusätzlichen Elemente die Schaltung *a* verbessern sollen, und zwar mit Rücksicht auf eine bessere Frequenzkurve.

Die nur auf das Gitter einer Röhre arbeitenden Verstärkertransformatoren, die sogenannten Gittertransformatoren, werden als Spezialfall der Schaltungen *e* und *f* betrachtet, bei denen der Nutzwiderstand unendlich groß ist.

Für einen Leistungstransformator nach Schaltung *a* und einen Gittertransformator nach Schaltung *e* wird die praktische Berechnung an Hand von Beispielen in Tabellenform gezeigt und die entsprechenden Kurven dargestellt.

M. Osnos.

R. C. Hitchcock. Ein Hochfrequenzmesser mit direkter Ablesung. (A direct reading radio-frequency meter.) (Forschungs-Laboratorium der Westinghouse Co.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 24—34, 1929.

Der Gedanke ist der folgende:

Ein geeichter quarzgesteuerter Röhrengenerator gibt eine bestimmte Frequenz (f_1). Soll die Frequenz eines Hochfrequenz-Generators unbekannter Frequenz (f_2) gemessen werden, so läßt man beide Generatoren auf einen Detektorkreis wirken, der dann einen Wechselstrom von der Schwebungsfrequenz $\pm(f_1 - f_2)$ liefert. Dieser nieder- oder mittelfrequente Wechselstrom wirkt durch einen Verstärker hindurch auf einen direkt anzeigenden Frequenzmesser für Nieder- oder Mittelfrequenz. Der Vorteil der Anordnung ist der, daß man die Frequenz direkt ablesen kann und daß Fernablesung möglich ist, d. h. der Frequenzmesser kann an einer ganz anderen Stelle stehen als die Generatoren.

Ueber die Konstruktion des tatsächlich verwendeten, direkt anzeigenden Mittelfrequenz-Instrumentes

Digitized by Google

ist in der Arbeit nichts angegeben. Aus den Abbildungen geht hervor, daß es ein Zeiger-Instrument ist, dessen Skale in dem Gebiet $2-4{,}5\cdot10^{3}$/sec eine brauchbare Ablesung ergibt. Es ist nicht vollkommen unabhängig von der Spannung. Immerhin sind die Abweichungen nicht größer als 200 Perioden/sec, wenn man die angelegte Spannung von 60 bis 80 Volt verändert.

Nach den Rundfunk-Bestimmungen in Amerika darf die Frequenz einer Station um nicht mehr als 500/sec von der nominalen Frequenz abweichen. Man kann das Instrument dazu verwenden, um ein Warnungssignal zu geben, sobald die Frequenzabweichung in die Nähe dieses Betrages kommt. Es braucht zu diesem Zweck nur ein Kontakt angebracht zu werden, den der Zeiger bei einem gewissen maximalen Ausschlag berührt und der einen Klingel- oder ähnlichen Stromkreis schließt. J. Zenneck.

W. A. Marrison. Ein Frequenznormal hoher Präzision. (A high precision standard of frequency.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, S. 1103—1122, 1929.

Ein neues Frequenznormal, das in den Bell Telephone Laboratories entwickelt wurde, wird bis in seine Einzelheiten beschrieben. Es besteht aus drei quarzgesteuerten Oszillatoren von 100 000 Hz, deren Frequenzen automatisch und dauernd mit einer Genauigkeit von etwa 1 auf 10^{8} untereinander verglichen werden. Das Normal ist in mancher Hinsicht einem von Horton und Marrison früher beschriebenen (Proc. Inst. Rad. Eng. **16**, 137, 1928, ref. ds. Zs. **33**, 193, 1929) ähnlich, seine Genauigkeit und Zuverlässigkeit konnte jedoch gesteigert werden, so daß die obige hohe relative Meßgenauigkeit gerechtfertigt war.

Das bei weitem wichtigste Element eines quarzgesteuerten Oszillators ist der Kristall selbst, auf dessen Auswahl große Sorgfalt verwandt wurde. Es

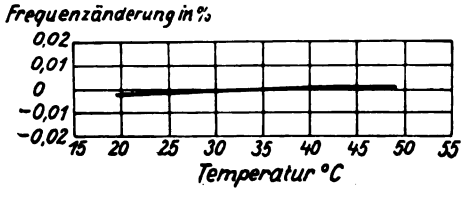


Bild 1.

war ein Kristall erforderlich, dessen Frequenz von den gewöhnlichen Temperatur- und Luftdruckschwankungen beinahe unabhängig sein sollte, und der so ungedämpft wie möglich zu montieren war. Bei einem gewöhnlichen Kristall überwiegt ja, auch im besten käuflichen Thermoregulator, der Temperatureinfluß alle anderen Fehlerquellen.

Die Untersuchungen von Lack (s. nachfolgendes Ref.) haben nun einen Weg zur Dimensionierung von Quarzplatten mit praktisch vernachlässigbarem Temperaturkoeffizient gegeben, der bei Konstruktion dieses Normales auch beschritten wurde. Man fand kreisförmige Platten des 30°-Schnittes von wenigstens einem Durchmesser mit sehr kleinem Temperaturkoeffizienten über den ganzen Temperaturbereich des Zimmers. Es stellten sich jedoch bei der Halterung dieser Platten die üblichen Schwierigkeiten, wie zunehmende und mit der Zeit schwankende Dämpfung ein. Bei dem weiteren Studium dieser Dinge zeigte sich dann, daß die beim Anschneiden der Kreisscheiben mit entstehenden Quarzringe noch niedrigere Temperaturkoeffizienten Größenordnung $< 1\cdot10^{-6}$ aufweisen. Bild 1 zeigt die Aenderung der Frequenz mit der Temperatur eines solchen 100 000 Hz-Ringes. Die Ringform gestattet nun außerdem eine Halterung anzuwenden, die nur noch sehr wenig Reibung des Quarzes an der Halterung verursacht. Die Art der Halterung des Quarzringes und seine Elektrodenanordnung zeigt Bild 2. Die innere Ringfläche ist ganz flach v-förmig zugeschliffen, so daß der Ring, der über einen horizontalen Zylinder als Halter geschoben ist, nur mit einer schmalen Stelle, die auch Knotenlinie der elastischen Bewegung des Ringes ist, auf dem Zylinder hängt. Auf dem Zylinder sitzen die

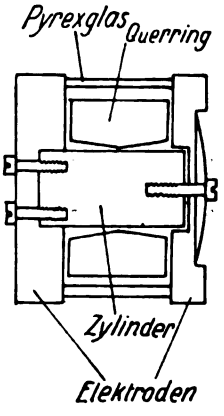


Bild 2.

scheibenförmigen Elektroden auf, deren Abstand durch einen Ring von Pyrexglas bestimmt wird, dessen Temperaturkoeffizient nur ¼ von dem des Quarzringes ist. Der Quarzring hat nach beiden Seiten einen gewissen freibeweglichen Spielraum zu den Elektroden hin. Wird der Quarzring unter dem Einfluß der Temperatur dicker oder dünner, so verändert sich der Elektrodenabstand etwas, die hierdurch bewirkte Frequenzänderung ist jedoch kleiner als 1 auf 10^{7} pro °C. Die Halterung ist außerdem so eingerichtet, daß der Abstand der einen Elektrode vom Quarzring etwas geändert werden kann, wodurch die Frequenz um einen geringen Betrag justiert werden kann.

Obgleich der Quarzring einen sehr geringen Temperaturkoeffizienten hat, wird er in einen Thermostaten eingeschlossen und sehr viel Wert auf gute Wärmeisolation des Thermostaten und des Quarzresonators selbst gelegt. Letzterer ist in ½ cm dicken Filz eingewickelt, so daß die periodischen Schwankungen von 0,02° C des Thermostaten in ihrem Einfluß auf den Quarz sehr geschwächt sind. Da die Frequenzänderungen bei einer Druckänderung von 10 cm etwa 1 auf 10^{6} beträgt, so wird die gesamte Resonatoranordnung unter einer Glasglocke bei etwas Unterdruck gegen Druckschwankungen und Feuchtigkeit geschützt.

Die Oszillatorschaltung mit ersten Verstärkerstufen zeigt Bild 3. Der Quarz liegt zwischen Gitter und Heizfaden, im Anodenkreis liegt ein abgestimmter Schwingungskreis. Man kann die Kapazität und Selbstinduktion dieses Schwingungskreises so kombinieren, daß ihre Aenderungen wenig Einfluß auf die Quarzfrequenz haben. Die Anordnung erstrebt eine

Digitized by Google

außerordentlich lose Ankopplung von drei unabhängigen Verstärkerstufen, deren Rückwirkung auf die Quarzfrequenz dadurch vernachlässigbar wird. Die Feinjustierung der Frequenz des Quarzes bis auf $1 \cdot 10^{-8}$ geschieht mit Hilfe eines außerordentlich fein veränderbaren Zylinderkondensators C von max. etwa 5 $\mu\mu F$, der den Kristallelektroden parallel liegt. Die hierdurch mögliche maximale Frequenzänderung beträgt 1 auf 100 000.

Mit dem 100 000-Hz-Quarzoszillator sind ein 10 000 Hz- und ein 1000 Hz-Generator gekoppelt, die von jenem zwangsläufig gesteuert werden. Der 1000 Hz-Generator treibt über Verstärkerstufen einen 1000 Hz-Motor, der wiederum Generatoren für Wechselströme von 100 Hz und 10 Hz betätigt. Damit sind dekadisch abgestufte Normalfrequenzen von 100 000 bis 10 Hz vorhanden.

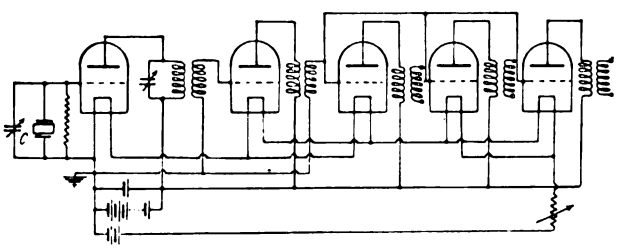


Bild 3.

Drei derartige 100 000 Hz-Quarzoszillatoren werden mit einem vierten Quarzoszillator verglichen, dessen Frequenz von ihnen um etwa 1 Hz in 10 sec abweicht, wobei die Schwebungen zwischen dem vierten Oszillator und jedem der ersten drei Quarzoszillatoren innerhalb eines Zeitraumes von 1000 sec automatisch gezählt werden, die Zahl der Schwebungen gibt dann an, um wieviel Hundertmillionstel der Oszillator 4 von ihnen in der Frequenz abweicht. Bleibt diese Zahl während folgender Zeiträume dieselbe, so muß man sagen, daß die Oszillatoren sich nicht ändern oder sich alle gleichmäßig ändern. Verf. gibt eine längere Meßweite an, aus der hervorgeht, daß die größte relative Aenderung zwischen zwei der vier Oszillatoren 5 auf 10^8 war, während die zufälligen Aenderungen 1 oder 2 auf 10^9 zu sein scheinen. Diesen zufälligen Aenderungen ist ein langsamer periodischer Gang überlagert, der wahrscheinlich von Temperaturänderungen im Schwingungskreis verursacht wird und weniger als 1 auf 10^7 beträgt.

Der Verfasser gibt weiter eine Methode an, in der die Dauer einer Schwebung mit einer Genauigkeit von 1 auf 10 000 gemessen werden kann. Er kommt zu dem Schluß, daß die Frequenz seines Normales konstant auf wenigstens 1 auf 10^7 innerhalb von Zeiträumen von Sekunden und Tagen ist.

A. Scheibe.

H. L. Bogardus und **C. T. Manning.** Praktische Methode zur Messung der Frequenzen von Rundfunkstationen. (The routine measurement of the operating frequencies of broadcast stations.) Proc. Inst. Rad. Eng. **17**, 1225 bis 1239, 1929.

Die Frequenzen der einzelnen Stationen werden nach der Überlagerungsmethode durch Vergleichung mit einer Normalfrequenz gemessen. Die Methode umfaßt zur Frequenzbestimmung sieben getrennte Operationen:

1. Die Schwingung, deren Frequenz gemessen werden soll, wird mit einem selektiven, nicht rückgekoppelten Empfänger aufgenommen.

2. Ein lokaler Oszillator — bezeichnet als Hilfssender — wird auf die empfangene Schwingung durch eine kombinierte akustische und optische Methode abgestimmt.

3. Ein Frequenzmesser wird dann mit dem Hilfssender in Resonanz gebracht und die Kondensatoreinstellung am Frequenzmesser abgelesen („station setting").

4. Die Antenne wird vom Empfänger (1) entfernt und eine Schwingung bekannter Frequenz, die von der zu messenden Frequenz nicht allzu weit abweicht, induziert jetzt in den Empfänger.

5. Der Hilfssender wird wie unter (2) auf diese Frequenz nach der Überlagerungsmethode abgestimmt.

6. Die Frequenz des Hilfssenders wird mit dem Frequenzmesser wie unter (3) gemessen („crystal setting").

7. Aus den beiden Einstellungen (3) und (6) kann dann die Frequenz der zu messenden Rundfunkschwingung berechnet werden, woraus sich die Abweichung von der vorgeschriebenen Frequenz ergibt.

Um nach dieser Messmethode zuverlässige Werte zu erhalten, muß die Überlagerungsmethode empfindlich genug gemacht werden, hat der Normalfrequenz-Sender innerhalb des Frequenzgebietes der Rundfunksender alle 10 000 Hz eine Normalfrequenz zu liefern, und ist dafür zu sorgen, daß der Frequenzmesser Frequenzänderungen von weniger als 0,01 % abzulesen gestattet.

Der Empfänger hat zwei abstimmbare Stufen für die Hochfrequenzverstärkung, Detektorröhre und zwei Stufen Niederfrequenzverstärkung. Als Empfangsantenne dient eine lange Eindrahtantenne auf dem Dach des Gebäudes. — Der optische Schwebungsanzeiger besteht aus einem Strommesser (max 0,001 A) und einem Detektor, die in Serie mit einer Koppelspule liegen, die mit dem Anodenkreis der Detektorröhre des Empfängers gekoppelt ist. — Der Hilfssender ist ein Oszillator normaler Schaltung. — Der Normalfrequenzsender ist ein 10 000-Hz-Multivibrator; zur Steuerung des Multivibrators dient ein mit seinem Anodenkreis induktiv gekoppelter 90 000-Hz-Quarzoszillator, so daß die Grundfrequenz des Multivibrators und damit auch die als Normalfrequenzen zur Eichung des Frequenzmessers nach (4) bis (6) dienenden höheren Harmonischen (55. bis 150.) genau bekannte Vielfache der Quarzfrequenz sind. Die Frequenz des Quarzoszillators ist genauer als auf $1 \cdot 10^{-4}$ vom B. o. St. geeicht. Ein Thermostat hält die Temperatur des Quarzoszillators konstant. Zur Beobachtung des Synchronismus zwischen Multivibrator und Quarzoszillator dient ein Zweistufen-Niederfrequenzverstärker. — Der Frequenzmesser besteht aus 2 Spulen von 90 μH und 30 μH, die einem Drehkondensator von max · 1000 $\mu\mu$F parallel geschaltet werden können. Die Dämpfung dieser Spulen ist so, daß eine Frequenzänderung von 30 Hz auf $1 \cdot 10^6$ Hz noch meßbar ist. Als Resonanzanzeiger dient ein mit den Spulen gekoppelter Detektorkreis, die Kopplung er-

Digitized by Google

folgt gleichzeitig induktiv und kapazitiv mittels Spule und Kapazität, um gleichmäßige Empfindlichkeit über den ganzen Meßbereich des Frequenzmessers zu haben. Die Rückwirkung des Frequenzmessers auf den Hilfssender kann vernachlässigt werden.

Die Apparatur ist im Büro des Supervisor of Radio im Subtreasury Building in New York City aufgestellt. Trotzdem das Gebäude auf 3 Seiten von 30-Stockwerk-Häusern und auf der 4. Seite von einem 65 000-Volt-Rauchabsorbierer umgeben ist, genügte bei Nacht der Empfang, so daß etwa 95% der Rundfunkstationen des Second-Distrikt ohne Schwierigkeiten kontrolliert werden konnten. Gleichartige Messungen mit dieser Apparatur und durch verschiedene andere Laboratorien gaben in den meisten Fällen Uebereinstimmung der gemessenen Frequenzen bis auf 100 Hz.

A. Scheibe.

J. Hollingworth und **R. Naissmith.** Ein tragbares Feldstärkenmeßgerät für kurze Wellen. (A portable radio intensity measuring apparatus for high frequencies.) Journ. J.E.E. **67**, 1033—1044, 1929.

Die Verfasser beschreiben ein von ihnen entwickeltes tragbares Feldstärkenmeßgerät für absolute Messungen im Wellenbereich von 25 bis 60 m und einem Meßbereich von etwa 10 bis 10 000 Mikrovolt pro Meter. Dem Gerät liegt das Hilfssendeprinzip zugrunde; es wird also die von der fernen Sendestelle am Empfänger hervorgerufene Hochfrequenzspannung nach Abschaltung der Antenne in gleicher Größe und Frequenz von einem örtlichen Hilfssender erzeugt. Als Vergleichsinstrument dient ein Galvanometer in einem in der Endstufe des Empfängers befindlichen Gleichrichterkreis. Die vom Hilfssender erzeugte Vergleichsspannung wird durch Strommessung und veränderliche geeichte Widerstandskopplung bestimmt. Das Schaltbild des Empfängers zeigt Bild 1. Bemerkenswert an dieser Schaltung ist die ungewöhnliche Ankopplung der Antenne und die Verteilung der Funktionen. Der eigentliche Gleichrichter ist das Detektorrohr (2). Die Antenne ist an einem Zwischenpunkt des Gitterableitewiderstandes dieses Rohres angelegt. Dieser ist so gewählt, daß die Antenne über einen Ohmschen Widerstand von 10 000 Ohm am Gitter dieses Detektorrohres und über einen Ohmschen Widerstand von 5 Megohm an Erde liegt (siehe auch Bild 2). Der letztere Widerstand gibt der Antenne ein definiertes statisches Potential.

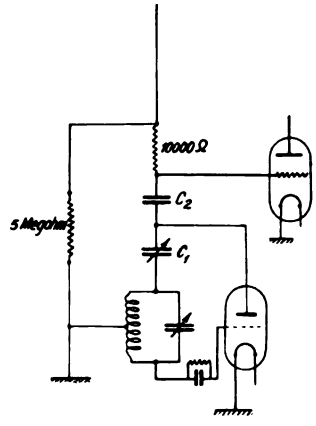


Bild 2.

Diese Art der Antennenkopplung ist rein aperiodisch und ruft bei An- und Abschalten der Antenne keine Verstimmung der Kreise hervor. Die Funktion der Dämpfungsreduktion hat das Rohr 1, das wie ein rückgekoppeltes Audion geschaltet ist. Der abgestimmte Kreis in Verbindung mit diesem Rohr kann als ein einfacher Resonanzkreis mit einem künstlich hervorgerufenen niedrigen Dekrement betrachtet werden, dessen Ausgangsspannung an das Detektorrohr gelegt wird. Es werden also hier im Gegensatz zu normalen Schaltungen Dämpfungsreduktion und Gleichrichtung getrennt in zwei Röhren vorgenommen. Das Rohr 2 arbeitet im nichtschwingenden Zustand, aber hart am Einsatzpunkt der Schwingung. Die zur Überlagerung mit der ankommenden Welle nötige Eigenschwingung des Empfängers wird durch einen Fremdüberlagerer erzeugt, welcher auf den abgestimmten Kreis des Rohres 1 wirkt. Hinter dem Detektorrohr (1) ist eine einstufige Niederfrequenzverstärkung, Rohr 3 (tatsächlich als Fünf-Elektrodenrohr ausgeführt), geschaltet. Für Hörempfang kann in den Anodenkreis direkt ein Telefon geschaltet werden, während dieses für Beobachtung mit Instrument durch ein Detektorgerät mit einem Zwei-Elektrodenrohr ersetzt wird, welches die Hörfrequenz gleichrichtet. Als Instrument dient ein empfindliches Mikro-

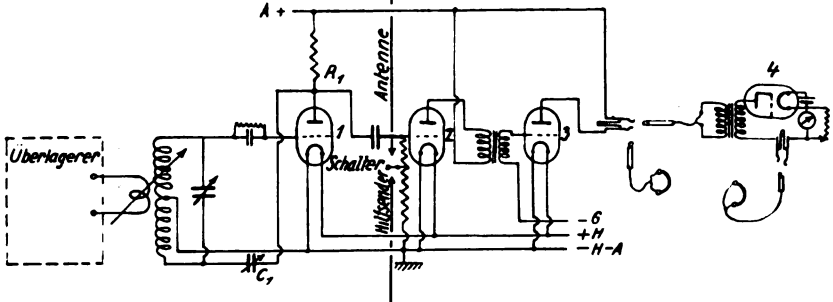


Bild 1.

Digitized by Google

amperemeter, dessen voller Zeigerausschlag 24 μA entspricht. Es ist mit einem Satz von Nebenschlüssen ausgerüstet.

Größte Sorgfalt wurde dem Aufbau und der Leitungsführung des Empfängers gewidmet, um schädliche Kopplungen möglichst zu vermeiden. Die Verbindungsleitungen sind so kurz wie möglich und symmetrisch angeordnet. Zwecks Verminderung von Streufeldern wurden nur Toroidspulen verwendet.

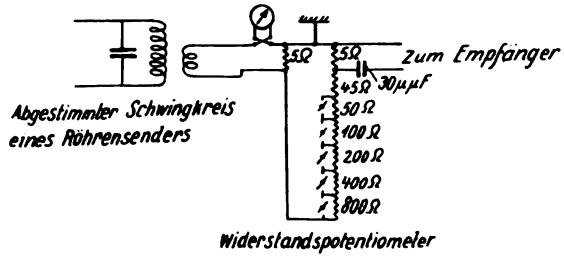


Bild 3.

Solche Spulen können auch dicht an der Abschirmung montiert werden, ohne ihre Wirkung zu beeinträchtigen, wodurch sich kleine Abmessungen für die Abschirmkästen ergeben.

Als Antenne wird ein gerader vertikaler Draht benutzt, dessen maximale Höhe weniger als ¼ Wellenlänge beträgt. Seine effektive Höhe ist dann etwa gleich der Hälfte seiner geometrischen Höhe.

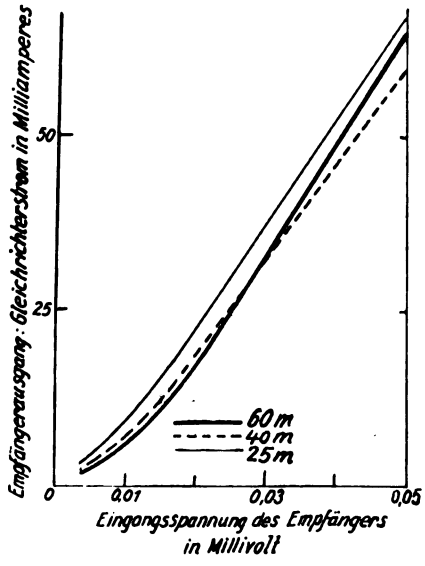


Bild 4.

Große Sorgfalt ist auf die Antenneneinführung gelegt zwecks Vermeidung schädlicher Nebenschlußkapazitäten gegen Erde.

Der Hilfssender arbeitet auf ein Stufenwiderstandspotentiometer (Bild 3). Dieses ist einerseits über Erde und anderseits über den Antennen-Umschalter S an die Empfängereingangsklemmen angeschaltet. Von dem Potentiometer wird eine veränderliche Hochfrequenzspannung abgegriffen, deren Größe aus den Werten von Strom und Widerstand ermittelt wird.

In einer Reihe von Versuchen wurde das Feldstärkenmeßgerät einer Prüfung unterzogen. Bemerkenswert sind hierbei die Eichkurven, welche für verschiedene Frequenzen in Bild 4 wiedergegeben sind. Aus deren Verlauf läßt sich der Schluß ziehen, daß Streu-E. M. K. und Streu-Impedanzen keinen merklichen Einfluß ausüben. Der Ersatz des unteren Teiles der Antenne durch einen Widerstandsdraht von 550 Ohm verminderte die Zeichenstärke nur um 30%, d. h. die Antenne konnte als praktisch aperiodisch angesehen werden. Mit dem Gerät wurden verschiedene Messungen ausgeführt, deren Ergebnisse in mehreren Kurven dargestellt sind. Das Gerät ist für Messungen im Gelände gut zu gebrauchen, da es ein verhältnismäßig geringes Gewicht hat, etwa 25 kg ohne Batterien.

In der Diskusion gibt R. L. Smith-Rose eine Umzeichnung des Hochfrequenzteiles der Empfänger-Schaltung, welche Bild 2 zeigt. Diese Art der Darstellung ist übersichtlicher als die von Bild 1.

H. Plendl.

N. W. McLachlan. Die akustischen Eigenschaften einer schwingenden Scheibe, die durch eine im radialen magnetischen Feld befindliche Spule angetrieben wird. (The acoustic performance of a vibrating rigid disk driven by a coil situated in a radial magnetic field.) Phil. Mag. (7) **7**, 1011—1031, 1929.

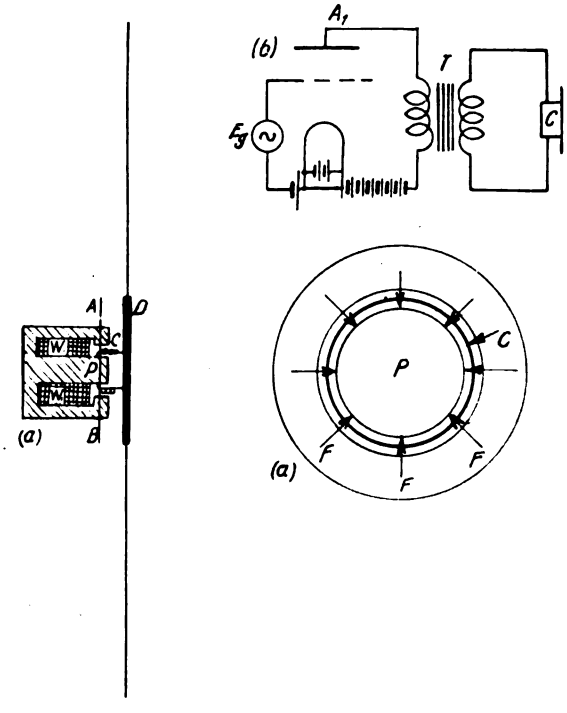


Bild 1.

Die Anordnung, auf die sich die theoretischen Ausführungen beziehen, ist im wesentlichen diejenige der modernen elektrodynamischen Lautsprecher. In einer Wand, die zur vollständigen akustischen Trennung der Räume zu beiden Seiten als unendlich groß angenommen wird, ist eine an ihrer Peripherie festgehaltene Scheibe D angebracht. An ihr befestigt ist eine Spule C. Sie wird unter Zwischenschaltung eines Transformators mit dem Anodenwechselstrom einer Röhre beschickt, auf deren Gitter eine sinusförmige

Digitized by Google

EMK wirkt. Die Spule befindet sich im radialen Gleichstromfeld eines Topfmagneten *P* und erfährt also eine oszillatorische Kraft, die sie auf die Scheibe überträgt. Infolge der Schwingungen der Spule im Magnetfeld wird in ihr eine *EMK* induziert, die natürlich für die Verhältnisse von größter Bedeutung ist. Von der Scheibe wird angenommen, daß sie als Kolbenmembran schwingt.

Die entstehenden Schwingungen werden zuerst untersucht unter der Annahme, daß die elastischen Eigenschaften der Scheibe keine Rolle spielen und dann mit Berücksichtigung derselben. In beiden Fällen wird ein elektrisches Ersatzschema der Anordnung angegeben und seine Konstanten berechnet. Die Lösung wird nicht nur für den stationären Zustand, sondern auch für den Ausschaltvorgang — Unterbrechung der auf das Gitter wirkenden *EMK* — angegeben. Endlich wird der akustische Druck und sein Einfluß auf die Schwingungen und ebenso die ausgestrahlte akustische Leistung ermittelt.

Besonders wertvoll ist, daß der Verfasser alle abgeleiteten Beziehungen durch Zahlenbeispiele und Kurven illustriert, die einen sehr guten Ueberblick über die ganzen Verhältnisse geben.

Am Schluß wird noch der Fall erörtert, daß die *EMK*, die auf das Gitter der Röhre wirkt, nicht den Charakter einer Schwingung, sondern denjenigen eines aperiodischen Impulses besitzt. J. Zenneck.

Industrie-Rundschau.

Ersa-Lötkolben.

Wer einmal mit einem elektrisch geheizten Lötkolben gearbeitet hat, wird auf denselben nicht mehr verzichten wollen. Geradezu unentbehrlich ist jedoch die kontinuierliche Heizung bei feinen Lötarbeiten, wo nur kleine Kupferkolben benutzt werden können, die sonst zu rasch erkalten.

Die Ersa-Lötkolben der Firma Ernst Sachs, Berlin-Lichterfelde W 90 A erfüllen in vollendeter Weise alle Forderungen, die man an einen elektrischen Lötkolben stellen muß. Durch ihre Zerlegbarkeit (siehe Bild 1) gestatten sie leicht die Aenderung des Kupferstückes, so daß man mit einer Ausstattung alle möglichen Lötarbeiten, vor allem auch solche an schwer zugänglichen Stellen ausführen kann. Es sei ferner auf die Auswechselbarkeit der Heizapparate hingewiesen, welche ohne Schwierigkeiten und große Kosten den Ersatz eines durchgebrannten Heizkörpers ermöglicht. Besonderer Wert wurde auf die Durchbildung einer zuverlässigen Stromzuführung gelegt; durch eine einwandfreie Entlastung ist die Litze gegen Verdrehung und Durchscheuern an der Einführungsstelle geschützt.

Es werden eine größere Anzahl Typen für die verschiedensten Anforderungen mit Leistungen von

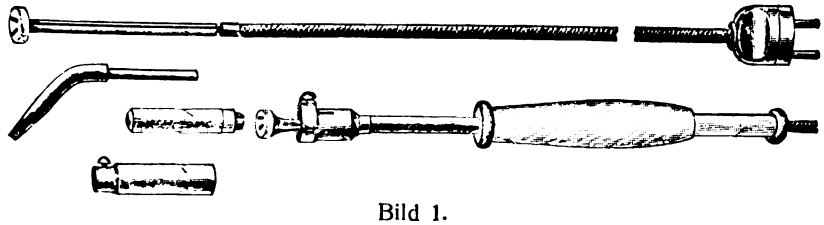


Bild 1.
Lötkolben Sz 00 zerlegt.

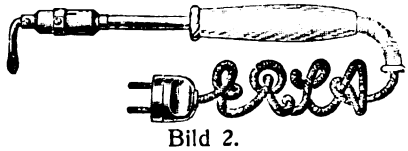


Bild 2.
Typ H 00 50 Watt. 7.30 Mk.

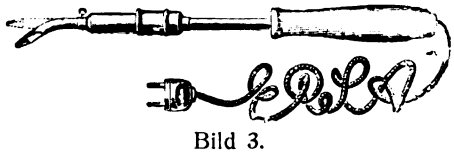


Bild 3.
Typ Sz 00 „schräg" 100 Watt. 10.35 Mk.

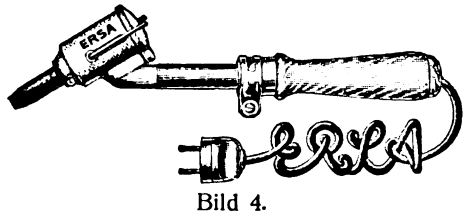


Bild 4.
Typ S 1 200 Watt. 11.50 Mk.

Bild 5.
Zinnbad für Tauchlötung Typ T 2/100 Watt. 11.50 Mk.

Digitized by Google

50 bis 600 Watt hergestellt, wovon die Bilder 2—4 einige Beispiele geben. Außerdem werden elektrisch

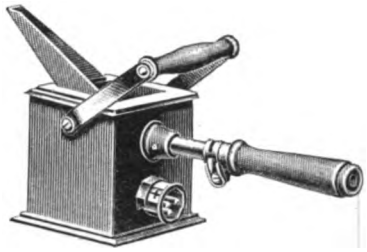
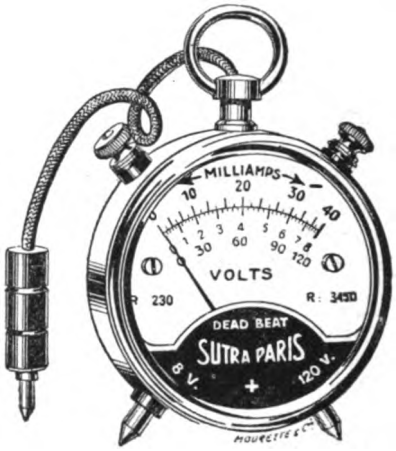


Bild 6.
Zinnbad Typ T 5 für größere Stücke.

geheizte Zinnbäder zum Verzinnen von Litzen, Kabelschuhen u. dgl. gebaut; die Bilder 5 und 6 zeigen eine schwerere Ausführungsform.

„Sutron" Volt-Milliamperemeter.

Zur Kontrolle der Spannung von Batterien, insbesondere der Heiz- und Anodenbatterien bei Empfangsgeräten, ist eine handliches Meßgerät sehr erwünscht. Das von der Deutschen Sutra-Gesellschaft m. b. H., Berlin SO 16, in den Handel gebrachte Drehmagnetinstrument in Taschenuhrform (Durchmesser 55 mm)*) besitzt zwei Meßbereiche von 0—8 V und von 0—160 V. Die Widerstände betragen dabei 200 bzw. 4000 Ohm, so daß dem Endausschlag ein Strom von 40 mA entspricht. Das Instrument besitzt nun außerdem zwei Klemmen, welche eine Strommessung bis 40 mA gestatten. Das



„Sutron"-Volt-Milliamperemeter wird somit bei seiner vielseitigen Anwendbarkeit, seiner handlichen Form und seinem billigem Preise weitgehendes Interesse finden.

*) Preis 8.00 RM.

Bücherbesprechungen.

Rundfunk-Jahrbuch 1930. Hrgg. von der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft, Berlin. 470 Seiten mit 253 Abbildungen. Berlin 1929, Union, Deutsche Verlagsgesellschaft.

Das Rundfunk-Jahrbuch will über die jeweils neuesten und wichtigsten Fragen des deutschen Rundfunks unterrichten. Das Jahrbuch 1930 erfüllt diese Zielsetzung vollauf. In etwa 50 Beiträgen werden von fast ebensovielen Verfassern nach einer Uebersicht über die Entwicklungszeit des Rundfunks die wirtschaftlichen, künstlerischen und technischen Probleme nebst Wissenswertem für die Hörer behandelt. Viele, teils ganzseitige Photos illustrieren die gemeinverständlichen Ausführungen, die viel Interessantes bringen. Besonders die Beiträge über die Anfänge des Rundfunks liest man mit Freude.

Es ist im Rahmen dieser Besprechung nicht einmal möglich, nur die Verfasser sämtlich aufzuführen. Ich will nur einige nennen, ohne damit aber etwa bloß die Rosinen des Kuchens aufzählen zu wollen: Flesch über künstlerische Probleme, Giesecke über Rundfunkorganisation, Harbich über Wellenfragen und Gleichwellenrundfunk, Leithäuser über neuzeitliche Empfänger, Esau über kurze Wellen, Schäffer über Sender, Bredow über wirtschaftliche und organisatorische Fragen, Hoffmann über den gesetzgeberischen Schutz des Rundfunks, Schoen über Musik und Hörspiel, Lubszynski über Rundfunkaufnahme usw. Mit Beiträgen über die einzelnen Funk-Verbände, 10 Regeln für den Rundfunkhörer und einer Tabelle der europäischen Rundfunksender schließt das Buch.

A. Scheibe.

Grundriß der Funkentelegraphie in gemeinverständlicher Darstellung. Von Dr. Franz Fuchs wissenschaftlicher Mitarbeiter am Deutschen Museum in München. IX u. 194 S. mit 258 Abb., Gr.-8° München und Berlin 1929, Verlag von R. Oldenbourg. Geh. RM. 4,20.

Das Buch ist in der 19. umgearbeiteten und erweiterten Auflage erschienen. Sie wurde entsprechend den Fortschritten in der Funktechnik durch Einfügung neuer Abschnitte über Netzanschluß, Siebketten und Gleichrichter, Gegentaktverstärker usw. erweitert, überholte Kapitel wurden gekürzt. Der Verlag bezeichnet das Buch als ein Lehrbuch, nach dem Zehntausende von Telegraphisten ausgebildet wurden, das Zehntausenden von Radio-Amateuren wertvolle Dienste leistete. Das Buch kann wirklich diese Zwecke erfüllen, denn es führt den Leser in verständlicher Form vom Gleichstrom zum Röhrensender: Gleichstrom, Wechselstrom, Elektrische Schwingungen und Wellen, Resonanzerscheinungen, Antennen, Funk-, Lichtbogen- und Maschinensender, Empfangsapparate, Elektrizitätsleitung in Luft, Dreielektrodenröhre, Audion, Verstärker, und Röhrenempfangsschaltungen, Netzanschluß, Röhrensender. Bei Erklärung der Erscheinungen wird Mathematik soweit wie möglich vermieden, die wichtigsten Formeln werden jedoch mitgeteilt. Es wäre zu empfehlen, das Kapitel über die heute so wichtigen Wellenmesser etwas straffer zu fassen, Hitzdrahtwattmeter sind bei den heutigen Anforderungen an Genauigkeit des Frequenzwertes im Wellenmesser als Resonanzanzeiger nicht mehr brauchbar. Die Behandlung des piezoelektrischen Effektes ist nicht ganz verständlich.

A. Scheibe.

Digitized by Google

Band 35 **April 1930** **Heft 4**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

	Seite
Shintaro Uda: Telegraphie und Telephonie mittels kurzer Wellen von ½ m Wellenlänge. (Mit 31 Bildern im Text)	129
Werner Pistor: Ueber den Empfang ultrakurzer elektrischer Wellen mittels Elektronenschwingungen. (Mit 16 Bildern im Text)	135
Ludwig Bergmann: Zur Frage der Erzeugung kurzer elektrischer Wellen mit Elektronenröhren. (Mit 3 Bildern im Text)	148
Roland Walter: Verzerrungsempfänger als Uebersteuerungsanzeiger beim Rundfunksender. (Mit einem Bild im Text)	149
Curt Hensch: Bemerkungen zur Arbeit von R. Feldtkeller „Theorie neutralisierter Verstärkerketten"	150
R. Feldtkeller: Erwiderung auf die vorangehenden Bemerkungen des Herrn C. Hensch	151
Referate	
J. H. Dellinger und H. Diamond (K. Krüger): Entwicklung des Flugfunkwesens	151
H. Diamond und F. W. Dunmore (E. Mauz): Ein Kursabweichungs-Anzeiger für die Kursweiser-Anlage mit Zweifachmodulation. (Mit einem Bild im Text)	151
K. L. Smith-Rose (J. Zenneck): Sender und Empfänger für Funkpeilung. (Mit 6 Bildern im Text)	152
J. K. Clapp (J. Zenneck): Versuche mit kurzen Wellen auf kurze Entfernungen. (Mit 5 Bildern im Text)	154

	Seite
Referate	
A. Bailey, S. W. Dean und W. T. Wintringham (J. Zenneck): Das Empfangssystem für die drahtlose transatlantische Telephonie mit langen Wellen. (Mit 6 Bildern im Text)	155
V. Zworykin (J. Zenneck): Elektrische Bildübertragung. (Mit 4 Bildern im Text)	158
P. P. Eckersley, T. L. Eckersley und H. L. Kirke (E. Mauz): Die Konstruktion von Sendeantennen für Rundfunkstationen. (Mit 5 Bildern im Text)	159
A. Meißner (E. Mauz): Sendeantennen für den Rundfunk. (Mit 3 Bildern im Text)	161
L. S. Palmer und L. Ley K. Honeyball (E. Mauz): Die Wirkungsweise einer reflektierenden Antenne. (Mit 2 Bildern im Text)	161
R. C. Colwell (J. Zenneck): Schwunderscheinungen und Wetter. (Mit einem Bild im Text)	162
E. Yokoyama und T. Nakai (J. Zenneck): Die Richtung der atmosphärischen Störungen (grinders) in Japan.	162
Industrie-Rundschau:	
A. Lindner, Leipzig C 1: Allei-Schwachstrom-Stufenschalter. (Mit 4 Bildern im Text)	163
Richard Jahre, Berlin SO 16: Kondensatoren. (Mit 6 Bildern im Text)	163
Bücherbesprechungen	164

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 10, Genthiner Straße 38, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Telegraphie und Telephonie mittels kurzer Wellen von ½ m Wellenlänge.

Von **Shintaro Uda**, Sendai, Japan.

Inhaltsübersicht:

I. Einleitung.
II. Empfänger für sehr kurze Wellen.
III. Sender für sehr kurze Wellen.
IV. Versuche mit sehr kurzen Wellen.
Zusammenfassung.

I. Einleitung:

Seit der Entdeckung der Elektronentanzschwingungen durch Barkhausen[1]) sind die elektrischen Schwingungen von sehr kurzer Wellenlänge ein wichtiges und sehr interessantes Thema geworden. Okabe[2]) ist es unlängst gelungen, mit Hilfe einer Magnetronröhre sehr kurze und zwar starke Schwingungen herzustellen. Hollmann[3]) hat neulich ausführliche Untersuchungen über sehr kurze Wellen veröffentlicht.

Jedoch haben die sehr kurzen Wellen noch keine Anwendung zum praktischen Verkehr finden können. Wegen der Schwierigkeiten besonders beim Empfang betrug der Verkehrsbereich höchstens einige Kilometer. Deshalb ist es wünschenswert, derartige Empfänger gründlich zu untersuchen. Die sehr kurzen Wellen können nach Ansicht des Verfassers einige Anwendungen für spezielle Fernmeldungen, z. B. für den geheimen Nachrichtendienst, finden.

II. Empfänger für sehr kurze Wellen.

Nach unseren Versuchen ist der Überlagerungsempfang keine einwandfreie Methode für sehr kurze Wellen. Besonders für die Telegraphie ist es zweckmäßig, die ausgestrahlte Welle mit einer hörbaren Frequenz zu modulieren.

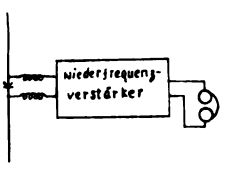


Bild 1.

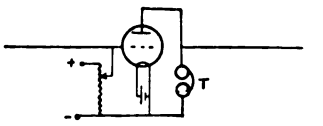


Bild 2.

Das einfachste Empfangsgerät enthält, wie in Bild 1 dargestellt, einen Kristalldetektor und einen Niederfrequenzverstärker. Da ein Kristalldetektor unempfindlich ist, besonders für schwache Signale, so kann diese einfache Einrichtung für größere Entfernungen nicht benutzt werden.

Barkhausen[4]) war der erste, der die Vakuumröhre für den Empfang der sehr kurzen Wellen er-

[1]) H. Barkhausen und K. Kurz, Phys. Ztschr. **21**, S. 1, 1920.

[2]) K. Okabe, Techn. Rep. of Tohoku Imp. Univ. **8**, S. 241, 1928.

[3]) H. E. Hollmann, Ann. d. Phys. **86**, S. 129, 1928.

[4]) H. Barkhausen, Phys. Ztschr. **21**, S. 1, 1920.

Digitized by Google

folgreich gebraucht hat. Seine Schaltung ist in Bild 2 dargestellt. Hollmann[5]) hat ebenfalls Wellen von 30 bis 100 cm Länge mittels einer Röhre (Bild 3) empfangen. Neuerdings hat Okabe[6]) eine Zweielektrodenröhre mit einer wendelförmigen Anode (Bild 4) gebaut, mittels deren Wellen von 400 bis 80 cm Länge sich empfangen lassen.

Sind die ankommenden Signale genügend stark, dann ergeben sich für den Empfang keine großen Schwierigkeiten. Am schwierigsten gestaltet sich die genaue Abstimmung, besonders beim Empfang von schwachen Signalen. Die gewöhnliche Abstimmmethode, z. B. durch Verschieben einer Leiterbrücke

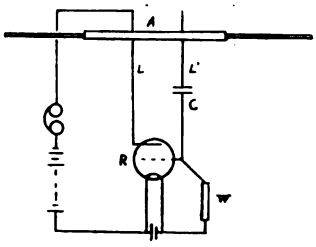


Bild 3.

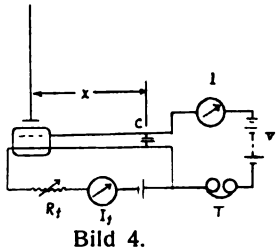


Bild 4.

oder einer Kondensatorbrücke längs einer Lecherleitung oder durch Änderung der Länge der Empfangsantenne, kann nicht einwandfrei sein, weil ein derartiges Abstimmverfahren meist Geräusche verursacht.

Bild 5 stellt den vom Verfasser gebauten Empfänger dar. Es bedeutet *A* die Antenne, *L*,*L'* die Lecherleitung, an deren Ende ein veränderlicher Kondensator *C* angeschlossen ist, und *Ch* eine Drosselspule. Im Anodenkreis befindet sich ein Kopfhörer oder die primäre Wicklung des Eingangstransformators eines Niederfrequenzverstärkers.

Da die der Röhre aufgedrückten Spannungen dasselbe Verhältnis wie diejenigen des Barkhausenschen Oszillators haben, so fließt ein geringer Strom

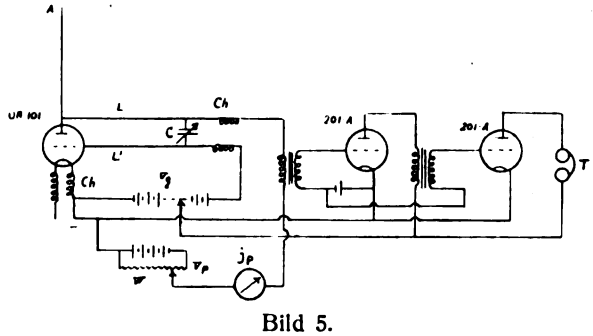


Bild 5.

im Anodenkreise. Dies ist in der Praxis sehr günstig und ein bedeutender Vorteil des im folgenden näher beschriebenen Empfängers. Es wurde das Rohr Cymotron *UF* 101 benutzt. Die Bilder 6 und 7 stellen das gesamte Gerät dar. Es bedeuten *R* die Drahtreflektoren, *D* die Führungsantennen. Die negative Anodenspannung V_p kann mit Hilfe eines Spannungsteilers *W* (0—5000 Ohm) so genau geändert werden, daß es damit möglich ist, eine geringere Änderung der Wellenlänge um 2 oder 3 cm einzustellen.

[5]) H. E. Hollmann, El. Nachr. Techn. 5, S. 268, 1928.
[6]) K. Okabe, J. I. E. E. of Japan, Jan. 1929.

Ein weiterer Vorteil unseres Apparates ist, mittels eines genau veränderbaren Kondensators eine entsprechend genaue Abstimmung zu geben. Es ist hier zu bemerken, daß die Methode der Abstimmung mittels eines Kondensators sowohl für die langen Wellen als auch für die sehr kurzen Wellen mit gutem Erfolg anwendbar ist.

Bei den im folgenden beschriebenen Versuchen betrug die Wellenlänge 45—50 cm. Die Gitterspannung betrug ungefähr 145 Volt und die negative Anodenspannung 10—30 Volt, der Gitterstrom ungefähr 20 mA. Durch Änderung der Gitterspannung war es möglich, diesen Empfänger für Wellenlängen zwischen 40—80 cm einzustellen.

Ein anderer Empfangsapparat (Bild 8) benutzt die Röhre Cymotron *UX* 199; die Gitterspannung beträgt 90—100 Volt, der Gitterstrom unter 10 mA, die Wellenlänge 40—50 cm. Bild 9 stellt den tragbaren, in einen Kasten aus Kupferblech eingebauten Empfänger dar, dessen Inneres aus Bild 10 ersichtlich ist.

Wir wollen zunächst die Wirkungsweise dieses Empfängers darlegen. Wenn man den Wert des Kondensators *C* (300 $\mu\mu F$) allmählich steigert, so nimmt der Anodenstrom anfangs ab und dann zu, wie in den Bildern 11 und 12 durch die Kurven J_p dargestellt ist. Die Kurve J_0 bedeutet die Änderung der

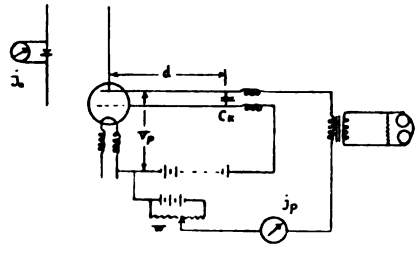


Bild 13.

Schwingungsintensität, welche mit Hilfe eines Mikroamperemeters gemessen wird, das in einen in der Nähe der Empfangsröhre befindlichen Resonator eingeschaltet ist. Derselbe Kurvenverlauf ergibt sich für den Fall, daß die Länge der Lecherleitung (Bild 13) verändert wird. Bild 14 stellt das Verhältnis zwischen der Lautstärke, der Wellenlänge und dem Schwingungsstrom dar, wobei zu bemerken ist, daß die Punkte *A*, *B*, *B'* von Bild 14 denjenigen von Bild 11 bzw. 12 entsprechen. In den Gebieten bei *A* ergibt sich, wie Hollmann[7]) beschrieben hat, eine ziemlich schwache Barkhausen-Schwingung. Vergrößern wir den Wert von *C* oder die Länge *d*, so setzt die Schwingung oft aus. Trotzdem hat sie allenfalls die Tendenz, in das Gebiet *B* (*B*-Schwingungs-Typ) überzugehen.

Stimmen wir nun den an der Röhre angeschalteten Abstimmkreis mittels des veränderlichen Kondensators *C* auf die ankommende Welle ab, so geht die Schwingung vom Gebiet *A* nach *B* sprunghaft über. In diesem Schwingungszustande sind die Signale von beträchtlichem Einfluß auf die erzeugten Schwingungen in der Röhre, indem eine Rückkopplungsverstärkung eine große Rolle für einen guten Empfang spielt.

Da die Schwingung vom Typ *B* vom Abstimmkreise abhängt, wird die Elektronenschwingung durch

[7]) H. E. Hollmann, Proc. I. R. E. 17, Nr. 2, Feb. 1929.

Digitized by Google

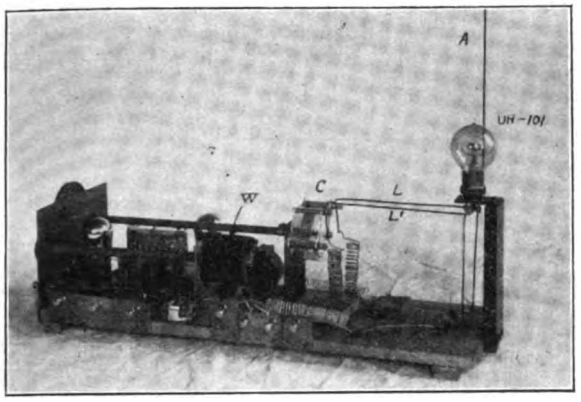


Bild 6.

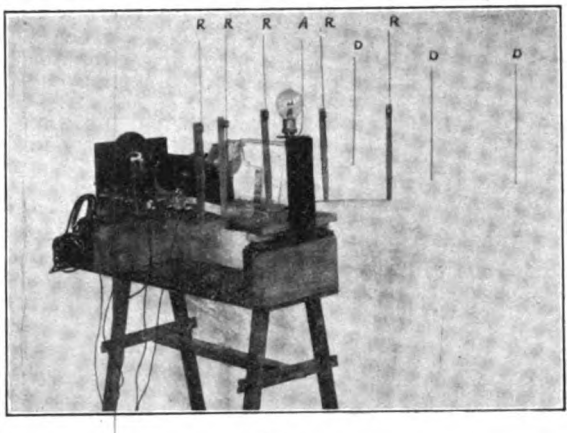


Bild 7.

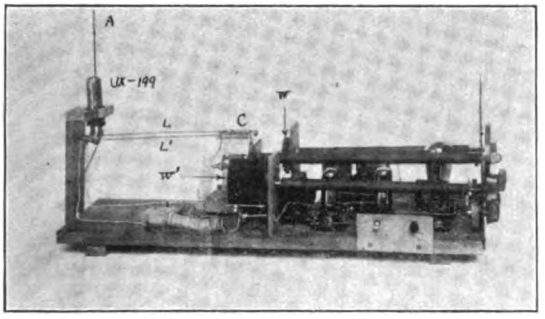


Bild 8.

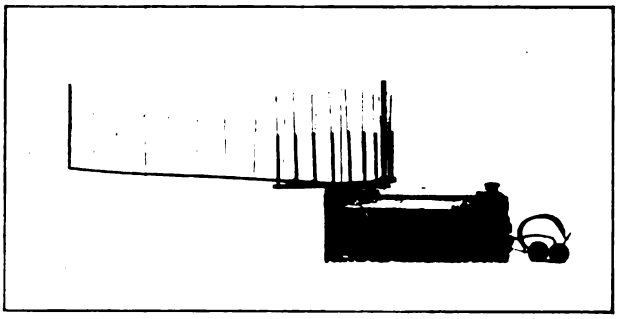


Bild 9.

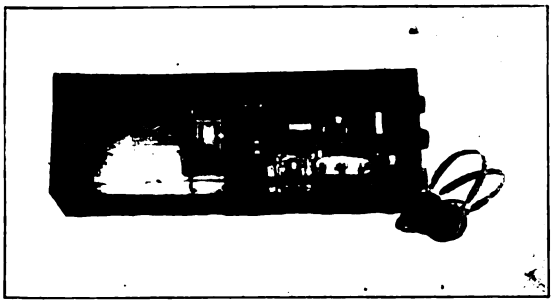


Bild 10.

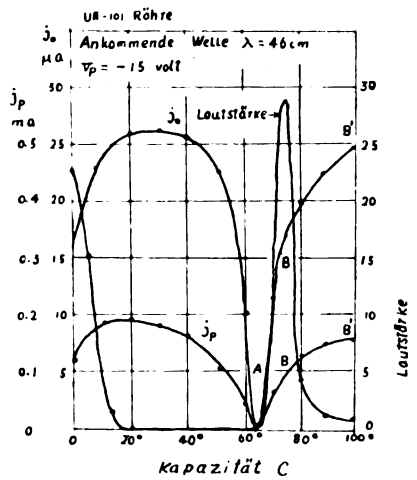


Bild 12.

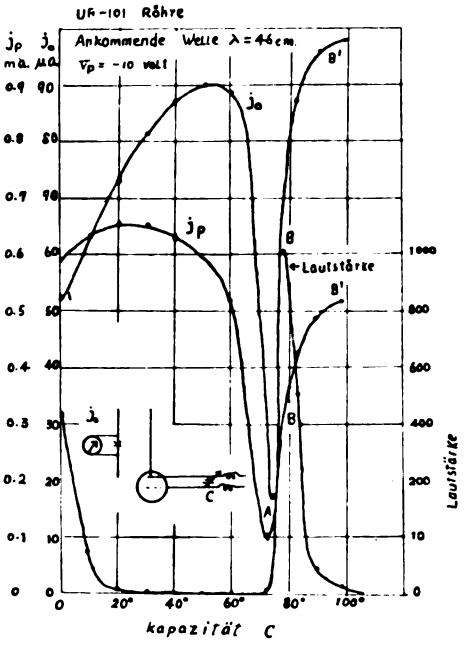


Bild 11.

Digitized by Google

die ankommende Welle mitgenommen. Diese Ziehwirkung, welche der Schwingung in der Röhre dieselbe Frequenz wie die der Signale aufprägen kann, ist nach Ansicht des Verfassers der hauptsächliche Vorzug dieses Empfängers.

Aus Bild 14 ist zu ersehen, daß man die maximale Lautstärke im Gebiet *B*, und zwar gleich nach dem sprunghaften Wechsel bekommen kann; ferner ergibt sich eine maximale Lautstärke für jede Halbwellenlänge, falls ein Kurzschlußkondensator C_k längs der Paralleldrähte verschoben wird.

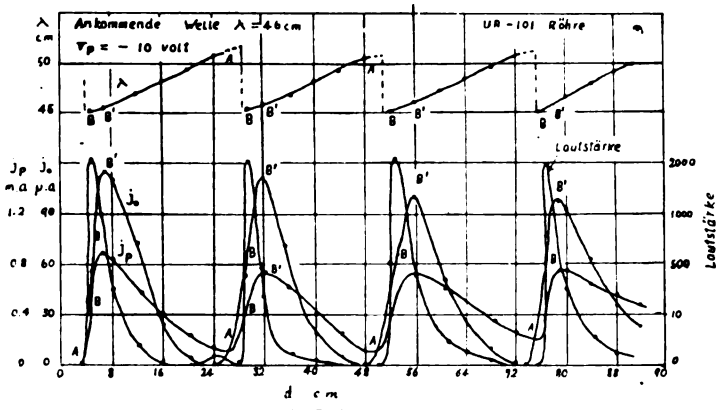


Bild 14.

Obwohl dieser Empfänger eine selbsterzeugte Schwingung besitzt, ist die Niederfrequenz-Überlagerungsschwebung nicht so nachteilig wie die hörbare Schwebung in anderen Überlagerungsempfängern. Weil der Sender keine Einrichtung zur Konstanthaltung der Frequenz hat, und außerdem die Sprachmodulation am Sender eine Frequenzmodulation ergibt, so ist die Schwebungsfrequenz auch nicht bestimmt und folglich das entsprechende Geräusch nicht nachteilig für den Hörer.

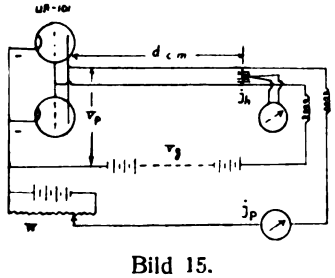


Bild 15.

III. Sender für sehr kurze Wellen.

Wir benutzen als Oszillator zwei Röhren Cymotron *UF* 101 in Parallelschaltung (Bild 15). Beide Röhren schwingen miteinander im Synchronismus durch den Abstimmkreis, und folglich ist die erzeugte Schwingung weit stabiler und stärker als bei dem Einrohr-Oszillator.

Ändern wir die Länge *d* des Paralleldrahtes und messen die Wellenlänge, so erhalten wir die Kurven von Bild 16. Derartige Versuche sind schon früher von Hollmann ausgeführt worden.

Klar ist, daß eine Parallelschaltung von mehreren Röhren zweckmäßig ist, um die Schwingung zu verstärken. Beispielsweise geben zwei Röhren einen Antennenstrom von ungefähr 15—20 mA, vier Röhren (Bild 17) einen Strom von 30 mA, und sieben Röhren (Bild 18) einen Strom von 50 mA. Trotzdem ist eine zu große Anzahl von Röhren in der Praxis nicht günstig, weil es den Fall gibt, daß eine schlechte Röhre in der Gruppe der Wirkung erheblich schadet. Bild 19 zeigt einen Oszillator mit 7 Röhren, der die Welle von 50 cm erzeugt.

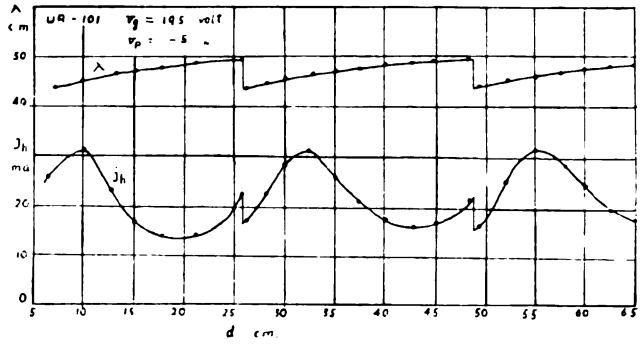


Bild 16.

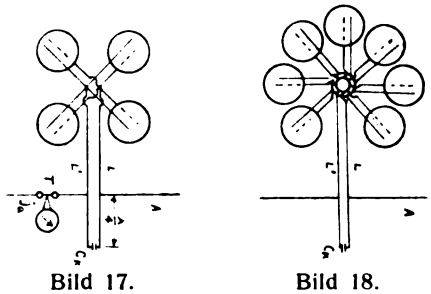


Bild 17. Bild 18.

Bild 20 stellt eine andere Methode der Parallelschaltung von Röhren dar, wobei *A* die Antenne bezeichnet. Passen wir die Abstände zwischen den Röhren der Wellenlänge an und setzen wir dazwischen je eine Antenne, so nimmt die Lautstärke

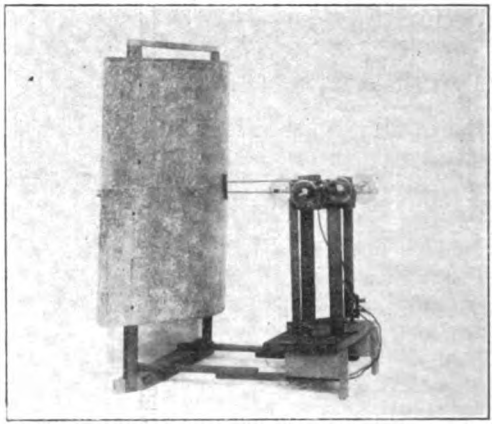


Bild 19.

mit der Vermehrung der Antennen sehr deutlich zu. Die neben den Antennen stehenden Zahlen bezeichnen die Anzahl der Antennen (in Klammern) und die zugehörige Schwingungsstärke. Dies ist auch deutlich aus Bild 21 zu ersehen. Da die Schwingungen aller Antennen annähernd dieselbe Phase bekommen, kann die von diesem System ausgestrahlte Energie das in Bild 22 dargestellte Polardiagramm aufweisen.

Einige Methoden zur Modulierung der 50-cm-Welle haben wir untersucht, wobei wir die Modulation durch

Digitized by Google

Änderung der Anodenspannung als die beste gefunden haben. Die Änderung der Anodenspannung V_p (Bild 15) kann, wie Bild 23 es darstellt, die Schwingungsintensität J_h steuern, und zwar erhält man eine ziemlich lineare Steuerung, d. h. eine verzerrungsfreie Modulation.

Die reine Amplitudenmodulation ist beim Ultra-Kurzwellensender unmöglich; die oben erläuterte

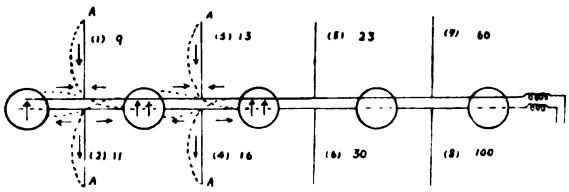


Bild 20.

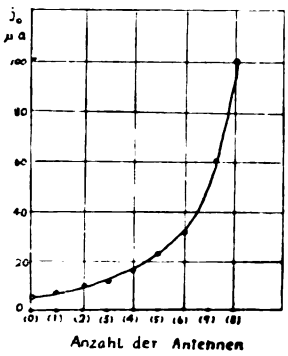


Bild 21.

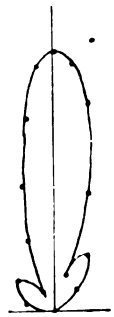


Bild 22.

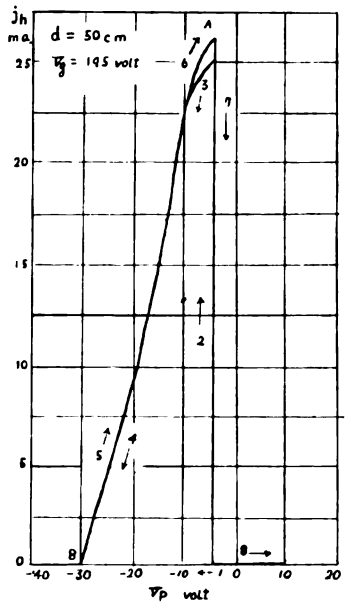


Bild 23.

Spannungsänderung kann nicht frei von Frequenzmodulation sein. Aber diese schwache Frequenzänderung hat glücklicherweise praktisch keine Verzerrung für den Empfang zur Folge.

Bild 24 stellt das Schaltungsschema eines unserer Sender dar, wobei die sekundäre Spannung des Ausgangstransformators T die Anodenspannung ändert. Die unten gezeichnete Schaltung entspricht der Telegraphieeinrichtung. Bild 25 zeigt die gesamte Sendeanordnung. Die geeignete Anodengleichspannung kann sehr einfach mit Hilfe eines Potentiometers W eingestellt werden. Mittels dieser Anordnung ist es

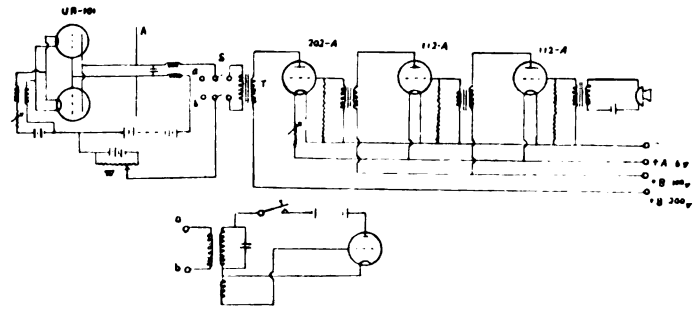


Bild 24.

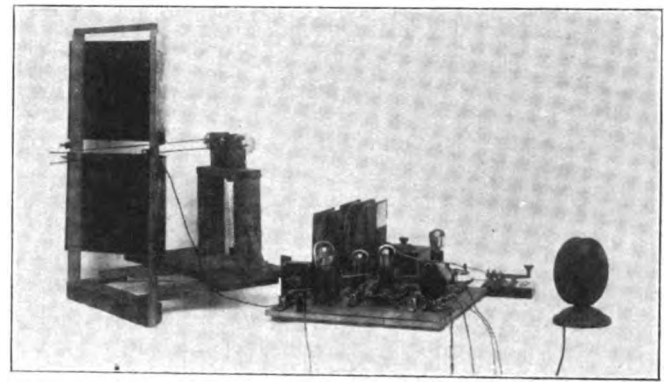


Bild 25.

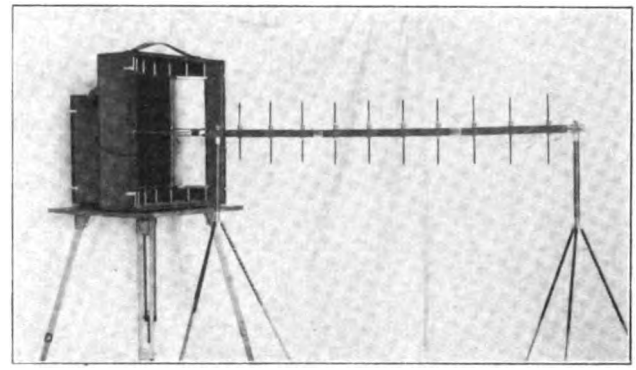


Bild 26.

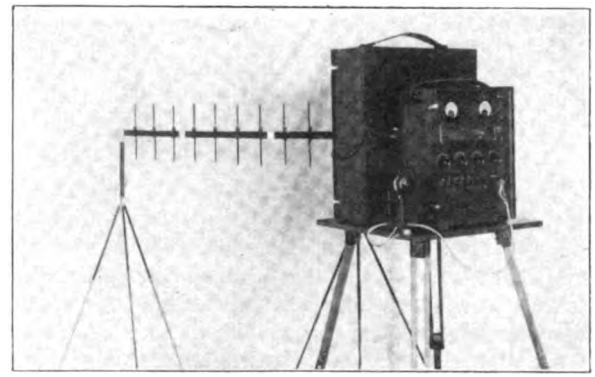


Bild 27.

uns gelungen, mit der 50-cm-Welle auf 10 km Entfernung einen Verkehr auszuführen. Der tragbare Apparat ist in den Bildern 26 (Vorderansicht) und 27 (Rückansicht) dargestellt.

Digitized by Google

IV. Versuche mit sehr kurzen Wellen.

Mittels des oben erläuterten Senders und Empfängers wurden Verkehrsversuche mit der 50-cm-Welle ausgeführt. Beide Apparate befanden sich auf freiem Feld, einander sichtbar, im Abstande von 10 km. Die Welle für die Telegraphie wurde mit der Frequenz 1000 Hertz moduliert.

Zur Bündelung der Energie ist auf der Sende- und Empfangsseite eine 40-drähtige Richtantenne[8]) als Wellenführer benutzt worden, wie Bild 28 zeigt.

Diese Versuche haben gezeigt, daß die Verzerrung gering genug ist, um ein ziemlich gutes Resultat herbeizuführen. Die Intensität der empfangenen Telegraphiesignale entsprach der sogenannten Lautstärke 2000, die mit Hilfe eines Lautstärkemessers der General Radio Co., Typ 164 B, gemessen wurde. Außerdem wurden Versuche für den Abstand von 30 km ausgeführt. In diesem Fall war die Lautstärke 120.

Bild 28.

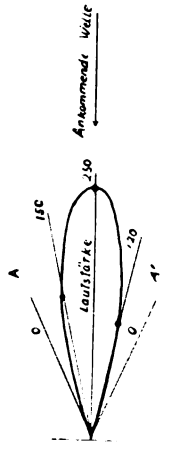


Bild 29.

Obwohl wir nur einen Zweiröhren-Oszillator gebraucht haben, haben wir doch ziemlich gutes Resultat gehabt.

Aus dieser Tatsache kann man ersehen, daß erstens der Empfänger hochempfindlich ist, und daß zweitens die lange Antennenkette des Wellenführers sehr geeignet ist, die ausgestrahlte Energie mit einer sehr scharfen räumlichen Richtcharakteristik zu bündeln.

Bei den Versuchen auf 10 km Abstand haben wir auch gleichzeitig die Peilwirkung untersucht. Drehen wir die Antennenkette des Wellenführers in einer horizontalen Ebene um die Empfangsröhre, so werden die Signale am stärksten, wenn die Richtung der Antennenkette mit der ankommenden Welle übereinstimmt. Falls die Kette sich von dieser Richtung um einen geringen Winkel entfernt, nehmen die Signale beträchtlich ab und verschwinden an den Stellen A und A' (Bild 29) sprunghaft. Bei unseren Versuchen bestimmt die mittlere Richtung zwischen den beiden Punkten A und A' mit der Richtung nach dem Sender überein; das sprunghafte Aussetzen der empfangenen Signale für die Anwendung zu Peilungszwecken ist sehr günstig.

Weitere Versuche über Peilung mit sehr kurzen Wellen sollen später noch angestellt werden.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Professor Dr. H. Yagi, von dem die vorliegende Arbeit geleitet wurde, sowie Herrn Professor Dr. S. Chiba für viele gute Ratschläge meinen besten Dank aussprechen.

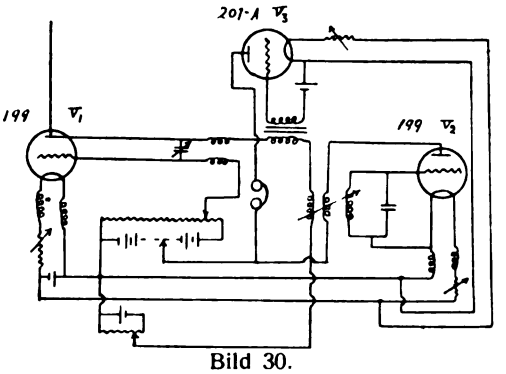


Bild 30.

Diese Versuche wurden mit der Unterstützung der Saito-Stiftung angestellt.

Nachtrag bei der Korrektur.

Wechseln wir den Zustand der Elektronenschwingung zwischen Gebiet A und G (Bild 14) durch Änderung der Anodenspannung oder der Gitterspannung mit Hilfe eines Überlagerers, so können wir

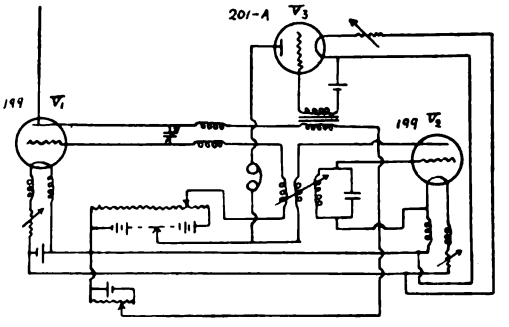


Bild 31.

die Empfindlichkeit des Empfängers sehr erheblich erhöhen. Neulich hat der Verfasser einen Superregenerativempfänger mit einer Hilfsfrequenz von 1000 Kilo-Hertz gebaut, mit dem es gelungen ist, Wellen von 40 bis 50 cm Länge sehr gut zu empfangen. Die Schaltungen sind in Bild 30 und Bild 31 dargestellt.

Zusammenfassung.

Im ersten Teil wird ein Empfänger für die sehr kurzen Wellen von etwa 50 cm Länge beschrieben. Seine Schaltung ist diejenige des Barkhausen-schen Elektronenoszillators, und die Wirkungsweise beruht auf einer Rückkopplungswirkung. Die Abstimmung kann mittels eines an eine Lecherleitung

[8]) H. Yagi u. S. Uda, Proc. Imp. Academy, Japan, 1926, Nr. 2; S. Uda, J. I. E. E. of Japan, Juni 1927.

Digitized by Google

angeschalteten veränderlichen Kondensators sehr genau erreicht werden.

Im zweiten Teil ist der Sender besprochen. Der Elektronenoszillator als Sender wird durch Änderung der Anodenspannung moduliert. Zwecks Bündelung der Energie wird eine lange Antennenkette mit Vorteil als Wellenführer gebraucht.

Es wurden Fernmeldungsversuche mit der 50-cm-Welle bei Abständen von 10 km und 30 km angestellt, welche ergaben, daß die sehr kurzen Wellen im praktischen Verkehr Anwendung finden können.

Die Peilung mit sehr kurzen Wellen wird kurz erläutert.

(Eingegangen am 27. November 1929.)

Ueber den Empfang ultrakurzer elektrischer Wellen mittels Elektronenschwingungen.

Von **Werner Pistor.**

Technisch-Physikalisches Institut, Jena.

Inhalts-Uebersicht.

Einleitung.

A. Der Sender.
1. Schaltung und Aufbau.
2. Modulation.
3. Energiefragen.

B. Der Empfänger.
1. Der Detektorempfänger.
2. Vorversuche.
3. Beobachtungen an der für die Empfangsversuche benutzten Röhrentype.
   a) Auswahl des Rohres.
   b) Meßanordnung.
   c) Messungen.
4. Der Schwingempfänger.
   a) Allgemeine Empfangsmöglichkeiten.
   b) Für einen Empfang mittels Elektronenschwingungen geeignete Empfangsmethoden.
   c) Erste Ausführung eines Empfängers.
   d) Zweite Ausführung eines Empfängers.

C. Empfangsversuche.

D. Pendelrückkopplung bei Elektronenschwingungen.

Zusammenfassung.

Einleitung.

Die Untersuchungen über die ultrakurzen Wellen bis zu etwa 3 m Wellenlänge sind heute so weit fortgeschritten, daß eine brauchbare Anwendung für die drahtlose Nachrichtentechnik möglich ist. Bei den Sendern war eine genügende Steigerung der Energie erreichbar, und auch auf der Empfangsseite ist eine befriedigende Lösung gefunden worden. Im Gegensatz zu längeren Wellen zeigte sich jedoch bei der Ausbreitung dieser ultrakurzen Wellen eine weitgehende Aehnlichkeit mit den optischen Wellen. Da diese Eigenschaft mit einer weiteren Verkürzung der Wellenlänge immer deutlicher hervortritt, war zu erwarten, daß die nach der Methode von Barkhausen und Kurz erzeugten extrem kurzen elektrischen Wellen unter 1 m ein wichtiges Hilfsmittel für die Nachrichtenübermittlung im Bereiche optischer Sicht ergeben. Die Möglichkeit einer praktischen Anwendung scheiterte jedoch daran, daß die Erzeugung einer genügenden Sendeenergie nicht möglich ist, besonders aber, daß die bisherigen Empfängeranordnungen zu unempfindlich sind.

Die einfachste Anordnung eines Empfängers wurde bereits von Barkhausen und Kurz[1]) angegeben. Sie schalteten in einen abgestimmten Empfangsdipol einen Pyritdetektor und konnten so mit einem Galvanometer oder bei moduliertem Sender mit dem Telephon Empfangsversuche machen. Dieser Empfänger ist natürlich wegen der Unempfindlichkeit der Detektoren nur auf geringe Reichweiten beschränkt. Eine wesentlich bessere Empfangsmöglichkeit ergab sich bei Benutzung einer Verstärkerröhre als Gleichrichter. Der Dipol lag hierbei an Gitter und Anode. Später benutzten sie dann direkt die Sendeapparatur als Empfänger. Es scheint sich jedoch auch hierbei nur um eine normale Gleichrichterwirkung des Rohres gehandelt zu haben. Die mit diesen Apparaturen erzielten Reichweiten betrugen 300 m für Telephonie und 600 m für Telegraphie.

Eine etwas abweichende Art des Empfängers ist von Hollmann[2]) angegeben worden. Er benutzte eine Ultraröhre der Type „A". Ein an Gitter und Anode angeschlossenes, durch eine verschiebbare Brücke veränderliches Lecher-System, und ein an die Brücke angeschlossener Dipol, ermöglichten eine Abstimmung auf die ankommende Welle. Die Anode erhielt die normale Anodenspannung, während das Gitter wie bei der Audionschaltung gegen die Anodenspannung geblockt und über einen Hochohmwiderstand mit der Kathode verbunden war. Hollmann gibt an, daß durch Einregulieren der Heiz- und Anodenspannung ein Maximum an Empfindlichkeit erreichbar ist. Die mit dieser Apparatur versuchsweise überbrückten Entfernungen waren etwa 500 Wellenlängen. Es scheint sich jedoch auch bei diesem Empfänger nicht um einen Schwingempfang zu handeln, denn es ist bis jetzt noch nichts darüber bekannt geworden, daß in der angegebenen Schaltung mit der benutzten Röhrentype kürzere Wellen als etwa 90 cm hergestellt worden sind. Die Tatsache, daß für den Empfang einer bestimmten Welle zur Erzielung größter Empfindlichkeit die Betriebsspannungen nachreguliert werden mußten, beruht wohl darauf, daß die Laufzeit der Elektronen nicht mehr gegenüber den extrem hohen Frequenzen zu vernach-

[1]) H. Barkhausen und K. Kurz, Phys. Ztschr. 21, S. 1, 1920.

[2]) H. E. Hollmann, Elektr. Nachr. Techn. 5, S. 274, 1928.

Digitized by Google

lässigen ist. Für den Fall der Gleichrichtung sind die Verhältnisse dann am günstigsten, wenn die Elektronengeschwindigkeit der gleichzurichtenden Frequenz angepaßt ist. Dieses läßt sich z. B. durch Regulieren der Anodenspannung erreichen. Es besteht andererseits noch die Möglichkeit, daß infolge überspannten Betriebes ein Schwingempfang mit der ersten Oberwelle angewandt worden ist. Dieses scheint jedoch sehr unwahrscheinlich, da mit dem Empfänger Wellen bis etwa 30 cm empfangen worden sind und die hierbei erzeugte Grundwelle dann 60 cm gewesen sein müßte.

Bei Untersuchungen über Reichweiten extrem kurzer Wellen benutzte Ludenia[3]) neben einem Detektorempfänger besondere Kurzwellenrohre in der Barkhausen-Schaltung. Es ist jedoch über die

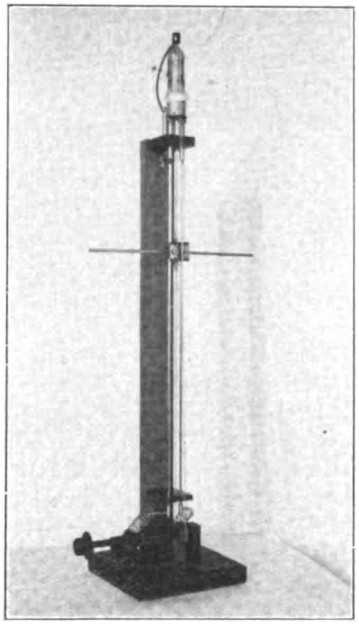


Bild 1.
Barkhausen-Sender ($\lambda = 60$ bis 100 cm).

Anordnung und über die Arbeitsweise des Empfängers nichts Genaueres mitgeteilt worden. Bei den Versuchen wurde ein Hertzscher Funkensender von 35 Watt Primärenergie und einer ausgestrahlten Energie von etwa 10 Watt benutzt. Die erzielten Reichweiten waren 10 km bei $\lambda = 40$ cm und 3 km bei $\lambda = 20$ cm.

Auch Kohl[4]) benutzte bei seinen Versuchen die Sendeanordnung direkt als Empfänger. Auf Grund der erzielten Reichweiten (mit $\lambda = 14$ cm etwa 1400 m) scheint, da auf der Sendeseite eine Barkhausen-Anordnung benutzt worden ist, bereits eine brauchbare Arbeitsweise des Empfängers vorzuliegen. Ueber die Wirkung des Empfängers sind jedoch auch hier keine genaueren Angaben gemacht.

Da bei der Erzeugung von extrem kurzen Wellen mittels Elektronenschwingungen die Energie des Senders im Vergleich zu anderen Sendeanordnungen bei längeren Wellen immer nur schwach sein wird, kann für die Ueberbrückung größerer Entfernungen eine Verbesserung nur dadurch erreicht werden, daß die Empfindlichkeit des Empfängers erhöht wird. Es war deshalb das Ziel dieser Arbeit, Untersuchungen über die Empfindlichkeit des Empfangs mittels Elektronenschwingungen anzustellen.

[3]) W. Ludenia, Elektr. Nachr. Techn. **6**, S. 249, 1929.
[4]) K. Kohl, Naturwissenschaften, Heft 27, S. 544, 1929.

A. Der Sender.

1. Schaltung und Aufbau.

Bei den Untersuchungen sollte vom Bau von Spezialrohren abgesehen werden. Es wurde deshalb das Gebiet der zu untersuchenden Wellenlängen begrenzt auf einen Bereich bis zu $\lambda = 40$ cm. Den für die Empfangsversuche benutzten Sender, der dem von Hollmann angegebenen gleicht, zeigt Bild 1. Er ist über eine längere Zuleitung mit der Schaltapparatur verbunden, so daß es möglich war, ihn an verschiedenen Stellen des Instituts oder bei Versuchen im Freien auf dem Dache aufzustellen, ohne daß an der Schaltapparatur etwas geändert zu werden brauchte.

Die Anordnung der Schaltapparatur zeigt Bild 2. Die Einregulierung der passenden Spannungen für Gitter und Anode geschieht über Potentiometer. Die Anodenspannung lieferte eine Akkumulatorenbatterie, während die Gitterspannung (440 Volt) direkt aus dem Netz genommen wurde. Dieses war möglich, da der Sender auf maximale Intensität von Gill-

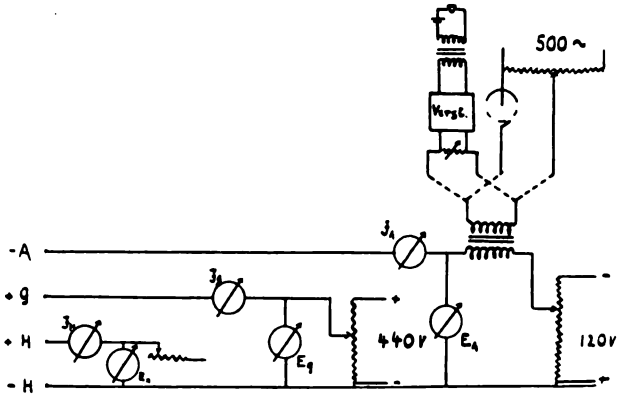


Bild 2.
Schaltanordnung mit Modulation für Barkhausen-Sender.

Morell-Schwingungen abgestimmt wurde und hierbei geringe Schwankungen der Gitterspannung keinen Einfluß haben[5]). Die größte Intensität der Schwingungen wurde durch Beobachtung des Anodenstromes oder bei moduliertem Sender durch Abhören mittels eines Detektorempfängers eingestellt.

Die für den Sender benuzten Röhrentypen waren für $\lambda = 80$ bis 100 cm Schott *N* und für $\lambda = 60$ bis 80 cm Schott *K*. Dabei ergab sich, daß für die Type *K* eine weitere Verkürzung der Wellenlänge unter 60 cm nur durch starke Ueberbelastung möglich ist. Da jedoch bei den Versuchen mit einer genügenden Konstanz des Senders über eine längere Zeit gerechnet werden mußte, wurden für den Wellenbereich von $\lambda = 40$ bis 60 cm Sender mit anderen Röhrentypen benutzt. So gab ein Sender mit der französischen Spezial-Kurzwellenröhre Type *TM* brauchbare Energien in einem Bereich bis zu $\lambda = 40$ cm. Später standen für die Untersuchungen andere Spezial-Kurzwellenrohre zur Verfügung, die in dankenswerter Weise von der Firma Lorenz-Berlin überlassen wurden. Um eine möglichste Verkleinerung der inneren Röhrenkapazitäten zu er-

[5]) H. E. Hollmann, Ann. d. Phys., **86**, S. 147, 1928.

Digitized by Google

zielen, war der Aufbau der Rohre ähnlich dem der *TMC*-Rohre. Gitter und Anode waren zum Anschließen eines Schwingkreises gesondert nach oben ausgeführt, während die Spannungen über einen unten am Rohr befindlichen Sockel zugeführt werden konnten. Um ein Mitschwingen der Zuleitungen zu verhindern, waren innerhalb der Rohre vor Gitter und Anode Drosseln von etwa 20 Windungen eingebaut. Es konnten mit diesen Röhren bequem Wellen bis zu 40 cm hergestellt werden. Um jedoch die Sendeenergie zu steigern und so den mit den Schottrohren erzeugten Energien nahe zu kommen, wurde nach den Untersuchungen von Scheibe[6]) ein Doppelsender zusammengestellt. Bild 3 zeigt den

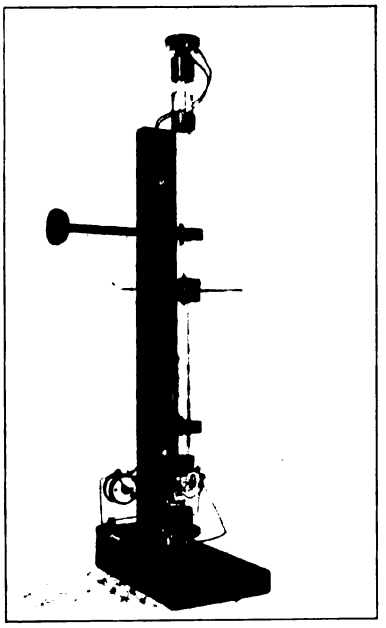


Bild 3.
Barkhausen-Doppelsender nach Scheibe (λ = 40 bis 60 cm).

praktischen Aufbau des Senders. Das obere Rohr erhielt nur die Zuleitungen für die Heizspannung, während Gitter- und Anodenspannung für beide Rohre gemeinsam vom Sockel des unteren Rohres über die eingebauten Drosseln zugeführt wurden. Die Abstimmung geschah so, daß zunächst die untere Senderhälfte auf eine bestimmte Welle bei größter Intensität von Gill-Morell-Schwingungen einreguliert wurde. Die Uebereinstimmung der Frequenz der oberen Senderhälfte ließ sich durch Veränderung der Länge des Schwingsystems und Aenderung des Emissionsstromes erreichen. Ueber die Energieverhältnisse soll später noch berichtet werden.

Bei den für den Empfänger notwendigen Untersuchungen verschiedener Röhrentypen auf Schwingfähigkeit in der Barkhausen-Schaltung zeigte sich, daß das Doppelgitterrohr *RE 074 d* mit brauchbaren Leistungen in einem Bereich bis unter 40 cm schwingt. Es erhielt hierbei zur Erzeugung möglichst schneller Schwingungen das Raumladegitter das hohe positive Potential, während Steuergitter und Anode gemeinsam wie die Anode in der Barkhausen-Anordnung bei normalen Dreielektrodenröhren wirkten.[7]) Da die nur sehr geringen Betriebsströme aus Trockenbatterien entnommen werden konnten, wurde unter Benutzung dieses Rohres ein transportabler Sender zusammengestellt. Die Anordnung ist in Bild 4 dargestellt. Wie sich bei den Versuchen zeigte, war es zur Erzielung möglichst großer Schwingenergien günstig, das Schwingsystem auch an die Anode anzuschließen. Der Sender ergab Schwingungen in einem Bereich von $\lambda = 36$ bis etwa 150 cm.

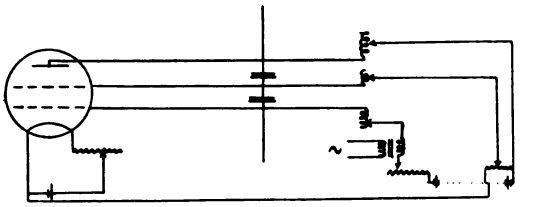


Bild 4.
Schaltung eines Barkhausen-Senders bei Anwendung von Doppelgitterröhren.

Größere Energien als sie ein auf dem Prinzip der Elektronenschwingungen arbeitender Sender ergibt, konnten mit einem Gegentaktsender bestehend aus den französischen Spezialkurzwellenrohren *TMC* erzeugt werden[8]). Es wurden mit einem solchen Sender bei einer Welle von etwa 100 cm und einer Leistung von etwa 3 Watt mit der Grundwelle und mit der ersten Oberwelle erfolgreiche Empfangsversuche gemacht.

2. Modulation.

Bereits Barkhausen und Kurz[9]) geben an, daß eine Modulation von Elektronenschwingungen möglich ist. Eingehender sind die Modulationsfragen für Barkhausensender von Hollmann[10]) untersucht worden. Es sind gemäß den verschiedenen Abhängigkeiten der zwei Arten von Elektronenschwingungen zwei Modulationsarten festgelegt. Bei reinen Elektronenschwingungen nach Barkhausen ist nur eine Frequenzmodulation erreichbar, da jede Variation der Betriebsbedingungen eine Aenderung der Wellenlänge bedingt. Im Gegensatz hierzu ist bei Gill-Morell-Schwingungen die Frequenz durch das Schwingsystem festgelegt und von geringen Spannungsschwankungen unbeeinflußbar, also eine Amplitudenmodulation gegeben. Da die für die Empfangsversuche benutzten Sender auf Gill-Morell-Schwingungen abgestimmt waren, ist die Art der Modulation somit definiert.

Für die Empfangsversuche war es wesentlich, eine saubere Tonmodulation auch für Telegraphie zu erzielen. Dieses konnte am einfachsten durch eine an die Anode angelegte Wechselspannung von 500 $\sim$ geschehen. Es wurde hierbei durch Unterbrechen der Wechselspannung getastet. Bei den Sendern für Wellenlängen unter 60 cm ergaben sich jedoch bei dieser Art der Modulation und Tastung insofern Schwierigkeiten beim Empfang in der Nähe des Senders, als die Zeichen stark verstümmelt zu hören waren. Eine Erklärung hierfür dürfte wohl auf Grund der Ueberlegungen von Hollmann[11]) gegeben sein. Durch das angeschlossene Resonanzsystem sind bei Gill-

[6]) A. Scheibe, Ztschr. f. Hochfrequ. Techn. 27, S. 2, 1926.
[7]) E. Alberti, Elektr. Nachr. Techn. 3, S. 331, 1926; desgl. K. Kohl, Ann. d. Phys. 85, S. 21, 1928.
[8]) vgl. A. Dennhardt, demnächst in dieser Ztschr. erscheinende Dissertation.
[9]) vgl. Anmerkung 1.
[10]) vgl. Anmerkung 2.
[11]) vgl. Anmerkung 5, S. 166.

Digitized by Google

Morell-Schwingungen die Elektronenpendelungen nicht mehr allein durch die stationären Bremsfelder bedingt. Die im Schwingkreis sich ergebenden Wechselspannungen überlagern sich den Gleichpotentialen der Elektroden, und es kommt sowohl hinsichtlich der Frequenz als auch der Amplituden zu einem Aufschaukelprozeß, bis ein Gleichgewichtszustand erreicht ist. Beruht, wie später noch gezeigt wird, der Empfang in der Nähe des Senders auf einem Mitnahmeempfang, dann ist es möglich, daß infolge des Anschwingvorganges das Aufschaukeln bis zur endgültigen Frequenz und bis zu der für die Mitnahme notwendigen maximalen Amplitude erst endliche Zeit nach dem Einsetzen des Zeichens erfolgt ist, und daß dadurch der Anfang des Zeichens nicht empfangen wird und eine Verstümmelung zustande kommt. Daß bei dem Sender für Wellen über 60 cm der Anschwingvorgang nicht in Erscheinung trat, beruht wohl auf den bei diesem Sender und den Schott-Rohren günstigeren Schwingverhältnissen. Eine Bestätigung der Annahme eines Aufschaukelprozesses ergab sich durch die Anwendung einer anderen Modulation. Moduliert man — wie schon von Barkhausen angegeben — bei anliegender Anodengleichspannung über einen in den Anodenkreis geschalteten Transformator, dann waren die Telegraphenzeichen wieder unverstümmelt zu empfangen. Das Anschwingen des Senders bei jedem Zeichen ist bei dieser Anordnung vermieden, da der Sender durch die anliegende Anodengleichspannung auf der durch das Resonanzsystem definierten Welle ununterbrochen schwingt. Diese Art der Modulation wurde für die späteren Versuche bei sämtlichen Sendern benutzt. Bild 2 zeigt die Modulation in der Schaltanordnung. Zwecks sauberer Modulation konnte für Telegraphie die am Transformator liegende, von einer Maschine gelieferte Wechselspannung über ein Potentiometer verändert werden. Ein Umschalter ermöglichte Telephoniemodulation entweder direkt von einem Rundfunkempfänger aus oder für Besprechung über ein Mikrophon mit passendem Vorverstärker.

3. Energiefragen.

Um die Leistungen der einzelnen bei den Empfangsversuchen benutzten Sender vergleichen zu können, wurde eine Energiemessung versucht. Benutzt wurde hierfür ein Thermokreuz aus Eisen und Konstantan (Drahtdurchmesser 0,05 mm). Zur Eichung wurde eine von einem Potentiometer abgegriffene Wechselspannung (50 $\sim$) über einen bekannten veränderlichen Vorschaltwiderstand an das Thermokreuz gelegt. Bei konstant gehaltener Wechselspannung ergaben sich für verschiedene Werte des vorgeschalteten Widerstandes entsprechende Ausschläge am Galvanometer. Wegen des hohen Temperaturkoeffizienten des Eisens mußte noch für jeden Ausschlag des Galvanometers der zugehörige Widerstand des Thermokreuzes bestimmt werden. Hierzu wurde die Anordnung des Thermoelementes für die Messungen am Sender benutzt, wo es zwischen zwei Blockkondensatoren in die Brücke des am Sender angeschlossenen Resonanzsystems geschaltet wurde. Mit einer passenden Brückenanordnung — am besten Wechselstrombrücke — konnte durch Regulieren der Schwingintensität des Senders für die verschiedenen Galvanometerausschläge nachträglich der Widerstand des Thermoelementes gemessen werden. Nun wurde der durch das Thermoelement fließende Strom berechnet aus Spannung und Widerstand; damit war eine Eichung in Watt möglich, unter Vernachlässigung der bei den hohen Frequenzen durch den Skineffekt bedingten Aenderung der Erwärmung im Heizkreis des Thermokreuzes. Da die bei den Empfangsversuchen vorhandene Energie interessierte, wurde der Sender bei den Messungen mit 500 $\sim$ moduliert. Die bei abgenommenem Dipol und bei Vernachlässigung der Strahlung des Lecher-Systems gemessenen Primärenergien der einzelnen Sender sind im folgenden zusammengestellt:

Rohr	λ	10^{-3} Watt
Schott *N*	88 cm	366
Schott *K*	66 cm	94
Lorenz Spezial, bei 1 Rohr	46 cm	6
Lorenz Spezial, bei 2 Rohren	46 cm	33

Es ergibt sich hiernach für den Sender mit dem Schott-Rohr Type *N* eine Sendeenergie von etwa $^1/_3$ Watt. Bei Benutzung eines Schott-Rohres Type *K* besitzt der Sender nur noch eine Leistung von ca. $^1/_{10}$ Watt. Der Doppelsender mit den Lorenz-Spezialrohren hat $^1/_{30}$ Watt, wobei gegenüber dem Betrieb mit einem Rohr eine Energiesteigerung von 5,5 : 1 erreicht war.

Um bei Reichweitenversuchen größere Empfangsenergien zu erhalten, wurde mit ebenen Reflektoren gearbeitet[12]). Für eine Wellenlänge von 64 cm ergab sich bei Benutzung eines ebenen Vollspiegels von einer Oeffnung von etwa 1,5 λ bei einem Abstand vom Sendedipol von $f = 0{,}20\ \lambda$ im Empfangsdipol eine Energiesteigerung von 1 : 6,5. Bei einem ebenen, unabgestimmten Drahtspiegel mit einem Drahtabstand von 2 cm war bei denselben Verhältnissen die Energiezunahme nur 1 : 5,6. Bei der Anwendung der ebenen Vollspiegel wurde weiterhin die Beobachtung gemacht, daß bei den ultrakurzen Wellen die Wirkung der Verstärkung in den Reflexionsmaxima in größerer Entfernung vom Sendedipol günstiger ist, natürlich bei entsprechend größeren Spiegeldimensionen. Die Erscheinung beruht wohl auf der durch die Rückwirkung der Reflektorwand auf den Sendedipol bedingten Aenderung der Strahlungsverhältnisse.

B. Der Empfänger.

1. Der Detektorempfänger.

Ein Detektorempfänger für extrem kurze elektrische Wellen besteht, wie schon von Barkhausen angegeben, aus einem gewöhnlichen Dipol, in den der Detektor geschaltet ist. Das Telephon liegt über Drosseln parallel zum Detektor. Wegen der Unempfindlichkeit der Detektoren eignet sich dieser Empfänger nur zur Kontrolle des Arbeitens des Senders in dessen unmittelbarer Umgebung. Bemerkenswert für die Gleichrichtung der extrem hohen Frequenzen mittels Detektor ist die gegenüber geringeren Frequenzen völlig abweichende Empfindlichkeit der einzelnen Detektorarten. Bei den Versuchen ergab sich, daß ein großer Teil der im Bereich der langen Wellen gut wirkenden Detektoren bei den ultrakurzen Wellen teils vollständig versagte, teils nur eine sehr geringe

[12]) vgl. G. Gresky, Ztschr. f. Hochfrequ. Techn. 32, S. 158, 1928.

Digitized by Google

Empfindlichkeit zeigte. Bei manchen Detektorarten (z. B. Bleiglanz gegen Neusilberspitze) ließ sich die Empfindlichkeit durch Anlegen einer Hilfsspannung steigern. Als gut brauchbar erwies sich die von Telefunken hergestellte Detektorkombination von Pyrit gegen eine an einer Bronzefeder befestigte Goldspitze. Eine angelegte Hilfsspannung ergab hierbei keine Erhöhung der Empfindlichkeit. Obwohl sich durch die richtige Wahl des Detektors eine gewisse Empfindlichkeit des Empfängers erreichen läßt, bleibt jedoch wegen der im Vergleich zu anderen Empfängeranordnungen geringen Empfindlichkeit ein Empfang immer nur auf kurze Entfernungen beschränkt.

2. Vorversuche.

Um die Möglichkeit des Empfangs extrem kurzer Wellen mittels Elektronenschwingungen zu bestätigen und um weiterhin einen Einblick in die hierbei sich ergebenden Vorgänge zu gewinnen, wurden zunächst Empfangsversuche in der von Barkhausen angegebenen Anordnung gemacht. Benutzt wurden Schott-Rohre der Type *K* oder *N* in der Schwingschaltung, wobei an Gitter und Anode ein abstimmbarer Dipol angeschlossen war. Das Telephon lag am günstigsten im Anodenkreis, da sich im Gitterkreis bei den verhältnismäßig hohen Strömen und dem hohen inneren Widerstand des Telephons eine erheblicher Spannungsabfall ergeben würde. Es zeigte sich zunächst bei den Versuchen, daß durch Einregulierung günstiger Spannungen ein Empfang des Senders möglich war. Nach der im Vergleich zu normalen Schwingempfängern geringen Empfindlichkeit des Empfängers zu urteilen — die erzielten Reichweiten lagen in der Grenze der schon von Barkhausen beobachteten —, beruhte der Empfang wahrscheinlich nur auf einer normalen Gleichrichtung. Wie schon von Zilitinkewitsch[13]) nachgewiesen worden ist, kann ein in der Barkhausenanordnung schwingendes Rohr zum Zwecke der Detektierung benutzt werden. Es wurde jedoch weiterhin beobachtet, daß bei einer nur sehr schwer zu findenden Spannungskombination plötzlich eine erhebliche Steigerung der Empfindlichkeit des Empfängers auftritt. Es lag hierbei die Vermutung eines Schwingempfanges nahe. Scheibe[14]) hat gezeigt, daß bei einem Barkhausen-Sender durch Fremderregung der Einsatz von Schwingungen bis in ein Gebiet außerhalb der normalen Betriebsbedingungen erweitert werden kann. Andererseits können sich schon einmal vorhandene Schwingungen durch den Elektroden überlagerte Wechselspannungen zu höheren Amplituden aufschaukeln, z. B. wenn an die Elektroden ein Resonanzsystem angeschlossen wird.[15]) Es ist also möglich, daß bei günstiger Abstimmung entweder die Fremderregung durch den Sender Schwingungen im Empfänger auslöst oder daß schon vorhandene Schwingungen sich infolge Resonanz mit der Senderfrequenz zu einer höheren Amplitude aufschaukeln. Mit den Schott-Rohren wurden weitere Versuche jedoch nicht angestellt, da insbesondere bei Reichweitenversuchen infolge der für diese Rohre notwendigen hohen Betriebsströme die Konstanz der Batterien für das Einhalten der Stelle größter Empfindlichkeit nicht ausreichte. Das Ziel der folgenden Untersuchungen war, ein in der Barkhausen-Anordnung schwingendes Rohr zu finden, das bei einem möglichst großen Frequenzbereich und bei niedrigen Betriebsdaten eine genaue und konstante Einregulierung der oben beobachteten Stelle höchster Empfindlichkeit gestattet.

3. Beobachtungen an der für die Empfangsversuche benutzten Röhrentype.

a) Auswahl des Rohres.

Für die Empfangsversuche war natürlich zunächst jedes in der Barkhausen-Schaltung schwingende normale Dreielektrodenrohr verwendbar. Neben der Notwendigkeit des Betriebs mit transportablen Batterien sind aber noch die folgenden Gesichtspunkte maßgebend. Wie sich aus den bisherigen Untersuchungen über Elektronenschwingungen ergibt, ist die Erzeugung dieser Schwingungen bis auf wenige Ausnahmen auf Röhren mit zylindrisch-symmetrischer Anordnung der Elektroden beschränkt. Um die positive Gitterspannung für die Erzeugung von Schwingungen bis in das Gebiet von $\lambda = 40$ cm auf ein Minimum herabzusetzen, mußten die Bahnen der schwingenden Elektronen möglichst kurz, d. h. die Elektrodendurchmesser möglichst klein sein. Von wesentlicher Bedeutung für die Schwingungserzeugung ist ferner der Gasgehalt der Elektronenröhre. Nettleton[16]) hat gezeigt, daß eine bestimmte geringe Ionisation für diese Art der Schwingungserzeugung notwendig ist. Diese Tatsachen führten besonders zur Untersuchung der modernen Raumladegitterrohre auf ihre Eignung zur Erzeugung von Barkhausen-Schwingungen. Bei den Raumladegitterrohren ist einerseits bei verschiedenen Typen auch heute noch der zylindrisch-symmetrische Aufbau der Elektroden beibehalten worden, und es ist weiterhin möglich das in diesen Rohren der Kathode sehr naheliegende Raumladegitter als Barkhausen-Gitter zu benutzen. Die mit einem Oxydfaden versehenen Rohre benötigen ferner einen nur sehr geringen Heizstrom und haben im Gegensatz zu älteren Röhrentypen einen gewissen Gasgehalt. Wie sich aus orientierenden Versuchen mit den Rohren Telefunken *RE 074 d* und Philips Miniwatt *A 441* ergab, war tatsächlich in der angegebenen Schaltung die Erzeugung von Elektronenschwingungen möglich.

b) Meßanordnung.

Für die Untersuchung des in der Barkhausen-Anordnung geschalteten Rohres als Empfänger war es zunächst notwendig, die Schwingbereiche zu kennen. Die Anordnung für die Beobachtungen an dem für die späteren Empfangsversuche benutzten Rohr *RE 074 d* zeigt Bild 5. Da zunächst die Schwingungen frei von abgestimmten äußeren Kreisen interessierten, waren sämtliche Elektroden direkt am Rohr mit Drosseln versehen. Natürlich ergeben hierbei die Elektrodenzuleitungen im Sockel immer noch schwingungsfähige Gebilde, und es hätte für eine genaue Ermittlung der Schwingvorgänge das Rohr entsockelt werden müssen. Es hat sich jedoch bei dem zu untersuchenden Rohr gezeigt, daß der Einfluß dieser Zuleitungen

[13]) S. J. Zilitinkewitsch, Archiv für Elektrotechnik **15**, S. 488, 1926.
[14]) vgl. Anmerkung 6, S. 5.
[15]) vgl. Anmerkung 5, S. 160.
[16]) L. L. Nettleton, Proc. Nat. Acad. America 8, S. 353, 1922, Referat: Ztschr. f. Hochfrequ. Techn. **21**, S. 351, 1923.

Digitized by Google

auf die Schwingungen nur sehr gering ist. Die Wellenlängen der auftretenden Schwingungen wurden an einem Lecher-System gemessen, das lose mit dem Rohr gekoppelt war.

c) Messungen.

aa) Raumladegitter-Charakteristik.

Die Möglichkeit der Erzeugung von Elektronenschwingungen mittels Raumladegitterrohren ist bereits von Alberti bzw. Kohl[17]) beobachtet worden. Alberti hat aber bei seinen Untersuchungen keine Messungen der Wellenlängen vorgenommen. Zudem scheinen neben Elektronenschwingungen andere Schwingungen durch eine fallende Charakteristik erregt worden zu sein. Da im Gegensatz zu Alberti bei dem in dieser Arbeit benutzten Rohr die Schwingungen mit einem Oxydfaden erzeugt werden

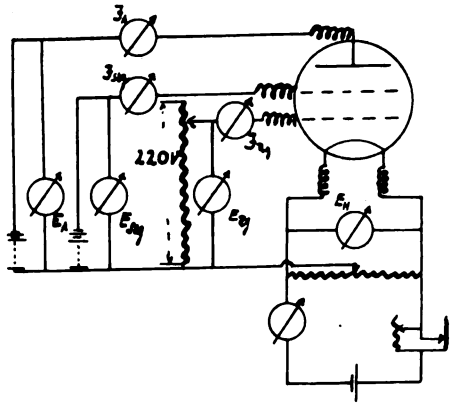


Bild 5.
Meßanordnung für die Untersuchung von Doppelgitterröhren auf Barkhausen-Schwingungen.

konnten, wurden zunächst auch hier einige Charakteristiken des Raumladegitters aufgenommen. Es ergaben sich jedoch bei den Kurven gewisse Fehler dadurch, daß bei jeder Beobachtung eine Nachregulierung der Heizung notwendig war. Die Ursache dieser Veränderlichkeit der Heizung bei der Aufnahme der Charakteristiken ist bedingt durch den im Heizfaden zurückfließenden Elektronenstrom[18]), der bis zur Sättigung von der positiven Raumladegitterspannung abhängt. Bei dem untersuchten Rohr machte sich diese Veränderlichkeit deshalb besonders bemerkbar, weil sich bei einem Heizstrom von 60 bis 70 mA Emissionsströme bis etwa 20 mA ergaben. Es wurde hierauf die in Bild 5 angegebene Kompensationsschaltung benutzt. Ein zum Heizfaden parallel geschalteter Widerstand ermöglichte einen neutralen Abgriff. Hierdurch konte das Abfließen des Elektronenstromes auf beide Fadenenden so verteilt werden, daß die sich in der einen Hälfte ergebende Temperaturerhöhung durch die Abkühlung in der anderen Fadenhälfte kompensiert wurde. Es war somit die für eine Aufnahme der Charakteristiken erforderliche Konstanz der Heizung und somit auch der Gesamtemission erreicht. Bei den in Bild 6 dargestellten Raumladegittercharakteristiken war die Heizspannung konstant $E_h = 3$ Volt. Aus der Kurve *a* bei einer Steuergitter- und einer Anodenspannung von 0 Volt ergibt sich, daß die Schwingungen schon im ansteigenden Ast der Charakteristik auftreten (Schwingbereiche durch Schraffierung gekennzeichnet). Der Kurve *a* ähnliche Charakteristiken, nur mit veränderten Schwingbereichen, ergaben sich bei gleicher Anodenspannung von 0 Volt, aber negativem Steuergitter. Sie sind hier, da sie nahezu mit der Kurve *a* zusammenfallen, der Uebersicht halber nicht mit eingezeichnet. Die Kurve c (Steuergitter + 18 Volt, Anode 0 Volt) zeigt, daß auch bei positivem Steuergitter die Erzeugung von Schwingungen über einen großen Bereich möglich ist. Die Charakteristik weist im Gebiete der Schwingungen eine etwas unregelmäßige Form auf. Die Erscheinung wurde auch

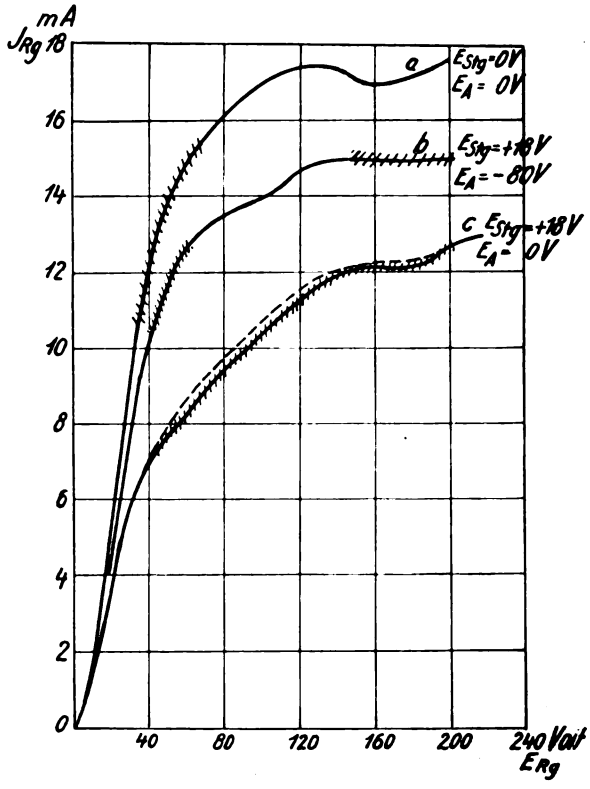


Bild 6.
Raumladegitter-Charakteristiken des Doppelgitterrohres *RE* 074 *d* ($E_h = 3$ Volt).

bei anderen Kurven beobachtet und hat folgende Ursache. Das Einsetzen von Elektronenschwingungen ist in den meisten Fällen mit dem Auftreten eines Anodenstromes verbunden, der mit dem Gitterstrom so zusammenhängt, daß die Summe aus Gitter- und Anodenstrom konstant ist. Berücksichtigt man diese Tatsache der durch die Schwingungen bedingten Aenderung der Verteilung des fließenden Emissionsstromes, dann ergibt sich der in der Kurve c gestrichelt gezeichnete regelmäßige Verlauf. Der in dieser Kurve zum Raumladegitter fließende Anteil des Emissionsstromes ist deshalb geringer als im Falle der Kurve *a*, da ein Teil durch das Raumladegitter hindurch zum ebenfalls positiven Steuergitter fließt. Den Einfluß der Anode zeigt die Kurve *b*. Gibt man bei den bei der Aufnahme der Charakteristik c gleichen Bedingungen der Anode ein negatives Potential $E_a = -80$ Volt, so vergrößert sich wieder der zum Raumladegitter fließende Anteil des Emissionsstromes. Es ist dies dadurch verursacht, daß das negative

[17]) vgl. Anmerkung 7.
[18]) vgl. H. G. Möller, Die Elektronenröhren, Sammlung Vieweg 1922, S. 142.

Digitized by Google

Feld der Anode einen Teil der positiven Wirkung des Steuergitters kompensiert. Schwingungen wurden hier in zwei getrennten Gebieten beobachtet. Es ist jedoch sehr wahrscheinlich, daß auch in dem dazwischen liegenden Bereich Schwingungen vorhanden sind, die nur wegen zu geringer Intensität nicht festgestellt werden konnten. Die in den Charakteristiken vorhandenen Einsattelungen wurden auch von Alberti beobachtet.

bb) Wellenlängenabhängigkeiten.

Bild 7 zeigt die Abhängigkeit der Wellenlänge der erzeugten Schwingungen von der Raumladegitterspannung bei verschiedenen Steuergitterspannungen ($E_a = 0$ Volt). Aus den Kurven ist ersichtlich, daß auch beim Raumladegitterrohr analog den Beobachtungen beim normalen Eingitterrohr das als Anode

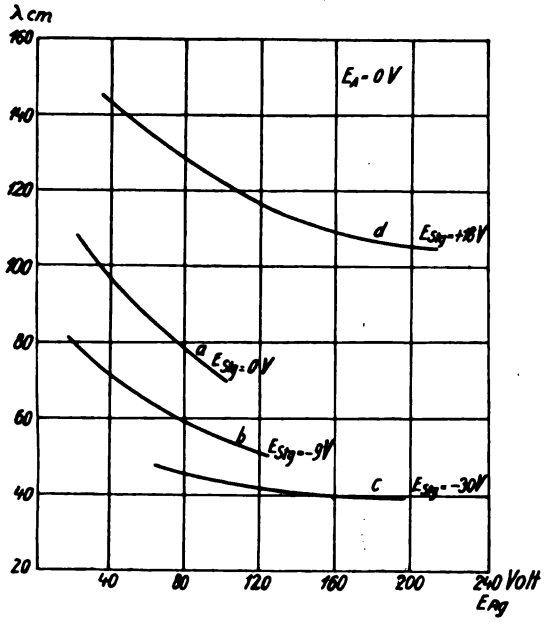


Bild 7.
Wellenlänge in Abhängigkeit von der Raumladegitterspannun bei verschiedenen Steuergitterspannungen ($E_A = 0$ Volt).

wirkende Steuergitter einen stärkeren Einfluß auf die Wellenlänge ausübt als das Raumladegitter. Dieselben Abhängigkeiten, nur bei verschiedenen Spannungen der Anode ($E_{stg} = 0$ Volt), sind in Bild 8 dargestellt. Der Vergleich der Kurven in Bild 8 mit denen in Bild 7 ergibt eine geringere Abhängigkeit der Wellenlänge von der Anodenspannung als von der Steuergitterspannung, was wohl auf die verschiedenen Radien der betreffenden Elektrodenzylinder zurückzuführen ist. So wurde bei einer Raumladegitterspannung von + 80 Volt durch eine Aenderung des Steuergitterpotentials von 0 auf — 30 Volt eine Wellenlängenänderung von 77 cm auf 45 cm hervorgerufen (Bild 7), während eine Aenderung des Anodenpotentials von 0 auf — 32 Volt eine Wellenlängenänderung von 77 cm auf nur 65 cm zur Folge hatte (Bild 8). In Bild 9 ist die Wellenlänge als Funktion der Raumladegitterspannung bei verschiedenen Kombinationen von Steuergitter- und Anodenspannung dargestellt.

Wie schon erwähnt, tritt beim Einsetzen von Schwingungen in einem gewöhnlichen Eingitterrohr eine Aenderung der fließenden Gleichströme ein. Während im schwingungslosen Zustand infolge des negativen Anodenpotentials der gesamte Emissionsstrom zum positiven Gitter fließt, tritt im Schwingungszustand auch im Anodenkreis ein Strom auf, der mit dem Gitterstrom so zusammenhängt, daß die Summe aus Gitterstrom und Anodenstrom gleich dem

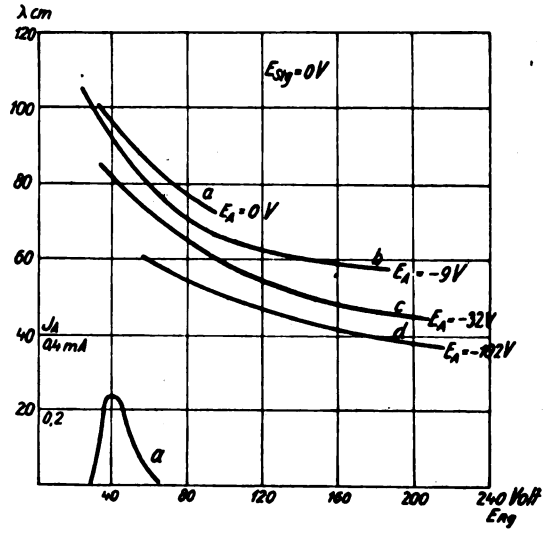


Bild 8.
Wellenlänge in Abhängigkeit von der Raumladegitterspannung bei verschiedenen Anodenspannungen ($E_{Stg} = 0$ Volt).

Emissionsstrom ist. Im Gegensatz zum Eingitterrohr verteilt sich beim Doppelgitterrohr im Schwingungszustand der Anodenstrom auf Steuergitter und Anode. Es gilt also entsprechend die Beziehung, daß die Summe aus Raumladegitter-, Steuergitter- und

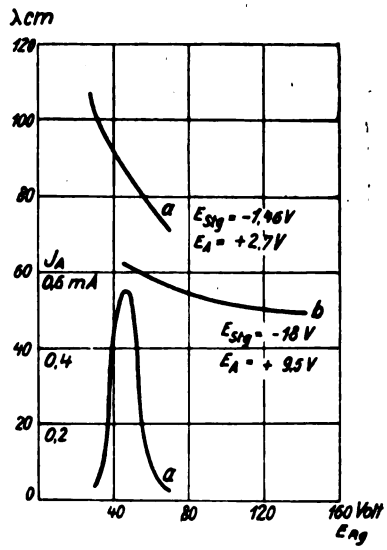


Bild 9.
Wellenlänge in Abhängigkeit von der Raumladegitterspannung bei verschiedenen Steuergitter- und Anodenspannungen.

Anodenstrom dem Emissionstrom gleich ist. Bei positivem Steuergitter und negativer Anode wird der dem normalen Dreielektrodenrohr entsprechende Anodenstrom zum Teil zum Steuergitter fließen. Der andere Teil wird durch das Steuergitter hindurch zur negativen Anode gepumpt. Stellt man hingegen bei gleicher Raumladegitterspannung dieselbe Wellenlänge durch eine Kombination von negativem Steuergitter und positiver Anode her, dann wird der vorher

Digitized by Google

zum Steuergitter fließende Anteil infolge des negativen Potentials verringert und noch zu dem zur Anode fließenden Strom hinzukommen. Obwohl also zunächst bei der Erzeugung von Schwingungen mit dem Doppelgitterrohr die Verhältnisse auf der Anodenseite durch eine Aufspaltung in zwei Elektrodensysteme unübersichtlicher zu sein scheinen, kann man doch durch eine geschickt gewählte Kombination von Steuergitter- und Anodenpotential eine Verteilung der fließenden Ströme allein auf Raumladegitter und Anode erreichen und so der Stromverteilung bei normalen Eingitterrohren nahekommen. In den Bildern 8 und 9 wurde eine Bestätigung hierfür durch Aufnahme des

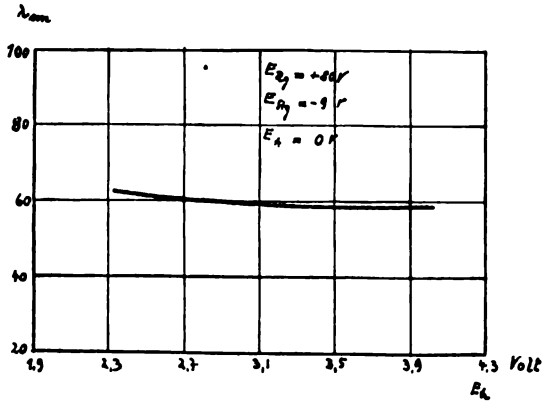


Bild 10.
Wellenlänge in Abhängigkeit von der Heizspannung.

Anodenstromes bei verschiedenen Spannungskombinationen von Steuergitter und Anode versucht. Es ergibt sich aber eine Schwierigkeit dadurch, daß eine Aenderung der fließenden Ströme auch durch eine Aenderung der Schwingintensität hervorgerufen wird und es schwer ist, die gleiche Schwingintensität wieder zu erhalten, wenn man bei konstanter Raumladegitterspannung dieselbe Wellenlänge durch eine andere Kombination von Steuergitter- und Anodenpotential einstellt. Ein Vergleich zeigt jedoch eine prinzipielle Bestätigung. So ergibt sich für die Kurve *a* in Bild 9 bei positiver Anode ($E_a = +2{,}7$ Volt) und negativem Steuergitter ($E_{Stg} = -1{,}46$ Volt) ein Anodenstrom, der wesentlich größer ist als der Anodenstrom der Kurve *a* in Bild 8 ($E_a = 0$ Volt, $E_{Stg} = 0$ Volt).

Bild 10 zeigt den Einfluß der Heizung auf die Wellenlänge. Die hierbei beobachtete nur sehr geringe Aenderung der Wellenlänge scheint auf dem abweichend von den bisherigen Untersuchungen bei dieser Röhrentype zur Schwingungserzeugung benutzten Oxydfaden zu beruhen. Aus den Untersuchungen des Rohres ergab sich eine Schwingfähigkeit im Bereich: $\lambda = 150$ bis 35 cm.

Bei dem unter Benutzung dieses Rohres gebauten und bereits beschriebenen Sender zeigte sich, daß ein angeschlossenes, abstimmbares Lecher-System dieselben Abhängigkeiten ergibt, wie sie bereits von Hollmann bei normalen Eingitterrohren festgestellt wurden.[19]) Als eine Ergänzung hierzu wurde ähnlich der bei einem normalen Rückkopplungsempfänger möglichen Erscheinung das Auftreten von labilen Schwinggebieten beobachtet. Es zeigte sich, daß bei einer Verstimmung des Lecher-Systems von geringeren nach höheren Frequenzen der Schwingbereich bis in ein Gebiet mitgezogen werden konnte, in dem bei einer Aenderung der Abstimmung im umgekehrten Sinne noch keine Schwingungen feststellbar waren. Hieraus ergibt sich ein labiler Schwingbereich für Gill-Morell-Schwingungen. Da die Erscheinung auch bei normalen Eingitterrohren beobachtet wurde, ist die in Bild 11 dargestellte Aufnahme eines solchen Schwinggebietes (gestrichelt gezeichnet) der einfacheren Verhältnisse wegen für ein Schott-Rohr Type *'N'* durchgeführt worden. Man könnte nun auch für Gill-Morell-Schwingungen, ähnlich wie bei einem normalen Rückkopplungsempfänger, bei einer genaueren Untersuchung der Schwingvorgänge an eine Aufnahme von Reißdiagrammen denken. Da jedoch für jedes einzelne Rohr die Schwingverhältnisse anders liegen, und da die Diagramme weiterhin durch die vielen Variablen (Elektrodenspannungen usw.) unübersichtlich würden und so für die Empfangsuntersuchungen nur eine geringe Bedeutung haben, ist eine Untersuchung hierüber nicht durchgeführt worden.

4. Der Schwingempfänger.

a) Allgemeine Empfangsmöglichkeiten.

Für die Entwicklung eines nach dem Prinzip der Elektronenpendelungen arbeitenden Kurzwellenempfängers seien zunächst die sich bei einem Schwingempfang für lange Wellen ergebenden Empfangsmethoden herangezogen. Für einen genau auf die Senderfrequenz abgestimmten normalen Rückkopplungsempfänger sind bei verschiedener Festigkeit

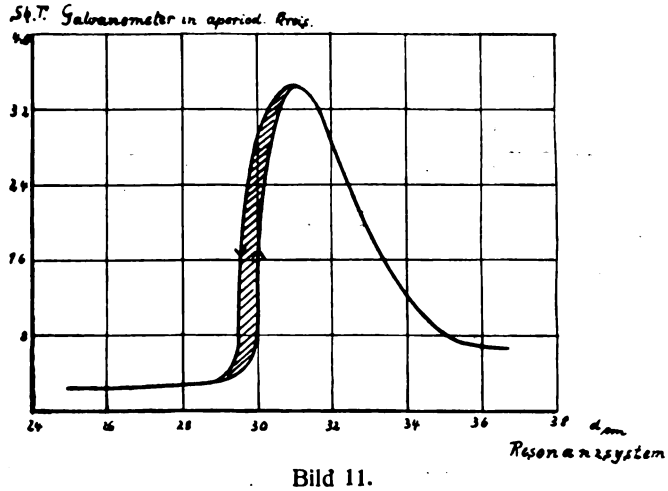


Bild 11.
Labiler Schwingbereich für Gill-Morell-Schwingungen.

der Rückkopplung folgende Empfangsarten möglich. Einmal kann die Rückkopplung so lose sein, daß noch keine ungedämpften Schwingungen einsetzen, daß aber durch die infolge der Schwingneigung vorhandene Dämpfungsverminderung eine gewisse Empfindlichkeitssteigerung des Empfängers erreicht wird — gewöhnlicher Audionempfang. Werden dagegen bei einer festeren Rückkopplung durch die Fernerregung vom Sender im Empfänger Schwingungen erregt, dann handelt es sich um eine von Cords[20]) als Schwingaudionempfang erster Art bezeichnete Empfangsmethode. Ist weiterhin durch eine noch festere Rückkopplung der Empfänger auf eine bestimmte ge-

[19]) vgl. Anmerkung 5.

[20]) O. Cords, Ztschr. f. Hochfrequ. Techn. 31, S. 39, 1928

Digitized by Google

ringe Amplitude von Schwingungen eingestellt, die zunächst nicht genau auf die ankommende Welle abgestimmt sind, dann ergibt sich ein Ueberlagerungsempfang. Stimmt man hierbei den Empfangskreis immer feiner auf die Sendewelle ab, so ergeben sich zunächst immer tiefere Interferenztöne. Bei einer bestimmten Grenze vor der genauen Abstimmung des Empfängers auf den Sender setzt jedoch der Schwebungston aus, und die im Empfänger vorhandene Lokalschwingung wird durch die Fernerregung vom Sender mitgenommen — Mitnahmeempfang. Diese von Cords als Schwingaudionempfang zweiter Art bezeichnete Empfangsmethode ermöglicht wieder einen sauberen Empfang eines modullerten Senders.

b) Für einen Empfang mittels Elektronenschwingungen geeignete Empfangsmethoden.

Bei einer genügend feinen Einregulierung der Amplituden der einsetzenden Elektronenschwingungen lassen sich überlegungsgemäß auch hier die oben für einen Rückkopplungsempfänger beschriebenen Empfangsmethoden ermöglichen. Dem normalen Audionempfang entsprechend kann durch eine vor dem Einsetzen von Elektronenschwingungen vorhandene Schwingneigung eine Dämpfungsverminderung eines angeschlossenen abgestimmten Empfangssystems bewirkt werden. Treibt man die Schwingneigung so weit, daß durch den Sender die Elektronenschwingungen angefacht werden können, dann würde dieses dem Schwingaudionempfang erster Art entsprechen. Sind im Empfangsrohr schon Elektronenschwingungen vorhanden, die durch die Senderfrequenz mitgenommen werden und die sich zu höheren Amplituden aufschaukeln, dann ergibt sich die als Schwingaudionempfang zweiter Art bezeichnete Empfangsmethode. Undurchführbar wird lediglich der Ueberlagerungsempfang sein, da bei den extrem hohen Frequenzen die für eine feste Einstellung eines Ueberlagerungstones notwendige Konstanz der Sender- und Empfängerfrequenz gegeneinander nicht erreichbar ist.

Im Vergleich zum normalen Rückkopplungsempfänger hat man jedoch beim Empfang mittels Elektronenschwingungen zwei abstimmbare Kreise, nämlich den Elektronenmechanismus und das Empfangssystem — Sekundärempfang. Die sich hierbei ergebende Rückwirkung des angeschlossenen Schwingsystems auf den Elektronenmechanismus ist genauer von Hollmann[21]) untersucht worden und soll übernommen werden. Bei der Kopplung eines Schwingsystems mit dem Elektronenmechanismus überlagern sich von dem angeregten System den am Schwingrohr anliegenden konstanten Elektrodengleichspannungen Wechselspannungen $E_0 \sin \omega t$. Nach Hollmann ergibt sich hierbei unter vereinfachenden Annahmen und unter Voraussetzung eines bestimmten Phasenverhältnisses:

$$\frac{c}{\nu_0} = \lambda = \frac{4000\sqrt{E_g - E_0}\, d}{E_g - \frac{4E_0}{\pi^2}}$$

wobei

d { = Abstand Gitter-Kathode
= Abstand Gitter-Anode
E_g = Elektrodengleichspannung an Gitter
E_0 = induzierte Wechselspannung
ν_0 = Erregungsfrequenz.

Es bewirkt also eine zu den Elektrodengleichspannungen hinzutretende Wechselspannung $E_0 \sin \omega t$ eine Verkürzung der Wellenlänge λ, d. h. eine Erhöhung der Erregungsfrequenz ν_0. Ist die Eigenfrequenz ν des gekoppelten Systems größer als die Erregerfrequenz ν_0, dann ergibt sich ein Aufschaukelvorgang bis zu einem stationären Zustand, wenn $\nu_0 = \nu$ ist. Liegt die Frequenz ν des gekoppelten Systems unterhalb der Erregerfrequenz ν_0, dann ergibt sich durch die induzierte Wechselspannung eine Entfernung der Frequenz ν_0 von der Resonanzfrequenz ν. Es kommt also nicht wie für $\nu > \nu_0$ zu einem Aufschaukeln der Schwingungsamplitude. Beim Empfang liegen jedoch im Gegensatz zu Hollmann die Verhältnisse so, daß das auf die Sendewelle abgestimmte Empfangssystem fest liegt und daß die Frequenz der Elektronenpendelungen veränderlich ist. Damit ein Aufschaukelvorgang möglich ist, muß die Elektronenfrequenz, die das Empfangssystem entdämpft, immer kleiner sein als die Resonanzfrequenz des Empfangssystems.

Bei der Anwendung der Betrachtungen von Hollmann auf die vorliegenden Ueberlegungen über die Möglichkeit eines Empfangs mittels Elektronenschwingungen war jedoch folgendes zunächst nicht

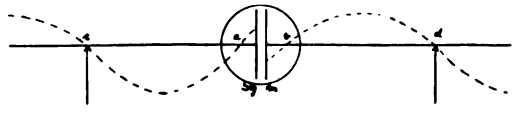


Bild 12.
Spannungszuführungen beim Dipolempfänger.

berücksichtigt. Bei einem genügend fest gekoppelten stark resonanzfähigen System, z. B. bei einem an die Elektroden angeschlossenen Lecher-System, und bei dem für den Empfang allein möglichen Fall, daß die Elektronenfrequenz kleiner als die Resonanzfrequenz ist, wird sich, sobald eine Anfachung der Elektronenpendelungen erreicht ist, sofort ein Aufschaukeln bis zur Resonanzfrequenz ergeben. Da aber dadurch ein Empfang unmöglich ist, muß man den Aufschaukelvorgang begrenzen. Das kann man einmal dadurch erreichen, daß man ein stark gedämpftes Empfangssystem benutzt oder daß man ein schwach gedämpftes Empfangssystem so lose koppelt, daß die rückwärts induzierten Wechselspannungen nicht zu einem Aufschaukeln bis zur Endamplitude führen.

c) Erste Ausführung eines Empfängers.

aa) Praktischer Aufbau.

Entsprechend der oben dargelegten Möglichkeit der Benutzung eines stark gedämpften Empfangssystems wurde zunächst bei dem Doppelgitterrohr im Anschluß an die Empfangsversuche mit den Schott-Rohren ein Dipol angeschlossen. Aus Gründen einer günstigen losen Kopplung mit dem Elektronenmechanismus lag der Dipol am besten an Steuergitter und Anode. Die Spannungszuführungen von den in einem besonderen Empfängerkasten unter-

[21]) vgl. Anmerkung 5, S. 162; desgl. H. E. Hollmann, Elektr. Nachr. Techn. 6, S. 253, 1929.

Digitized by Google

gebrachten Batterien mußten, um ein Mitschwingen zu vermeiden, an den Spannungsknoten des Dipols angeschlossen werden. Wie Bild 12 zeigt, geschah dieses bei dem in einer Oberschwingung angeregten Dipol an den Punkten c und d, da die ersten Spannungsknoten innerhalb des Sockels lagen. Da bei einer Welle von $\lambda = 80$ cm der Dipol hierbei eine Länge von etwa 120 cm haben würde, wurde — wie Bild 13 zeigt — bei der praktischen Anordnung des Empfängers zwecks Verkürzung ein Teil des Dipols durch Drosseln ersetzt. Mittels eines Triebes konnte eine Abstimmung durch Veränderung der Länge der posaunenartig verschiebbaren linearen Teile erreicht werden. Die Raumladegitterspannung wurde direkt über eine Drossel zugeführt. Das Telephon lag in

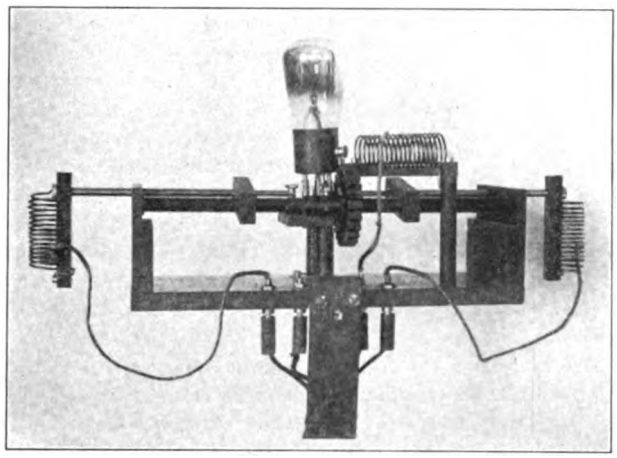


Bild 13.
Praktische Ausführung eines Dipolempfängers.

der Zuleitung zur Anode. Anoden- und Steuergitterpotential wurden entsprechend den oben beschriebenen Untersuchungen über die Stromverteilung im Schwingzustand so gewählt, daß ein maximaler Strom im Anodenkreis floß.

bb) Empfangsprinzip.

Bei den Versuchen mit dem Empfänger konnte das bei den Empfangsversuchen mit den Schott-Rohren gefundene Resultat bestätigt werden, daß sich am Schwingeinsatz für eine günstige Abstimmung eine größte Empfindlichkeit ergibt. Abgestimmt wurde zunächst bei grob einreguliertem Dipol durch Veränderung der an Raumladegitter, Steuergitter und Anode liegenden Spannungen, während der Schwingeinsatz durch die die Frequenz nur wenig beeinflussende Heizung eingestellt werden konnte. Bei einer Nachregulierung der Abstimmung des Dipols konnte ein Punkt höchster Empfindlichkeit erreicht werden. Das Einsetzen der Schwingungen war an einem deutlichen Knacken oder Rauschen oder an der Anodenstromänderung feststellbar. Wegen der geringen Intensität der am Schwingeinsatz sich ergebenden Schwingungen wurde deren Wellenlänge mit einem angekoppelten Resonanzkreis gemessen, wobei die Einstellung infolge Energieentzug am Schwingrohr abgehört werden konnte.

Das Empfangsprinzip ist folgendes: Durch die Kopplung des Dipols mit dem Elektronenmechanismus kann bei einem weichen Einsetzen der Schwingungen eine für einen Empfang notwendige genügende Entdämpfung erreicht werden. Infolge der geringen Dämpfung können sich durch die Fernerregung vom Sender im Dipol Schwingungen aufschaukeln, die rückwärts den Elektronenmechanismus beeinflussen. Beim Schwingaudionempfang erster Art werden der Modulation der ankommenden Senderwelle entsprechende Schwingungen im Empfängerrohr ausgelöst. Diese Schwingungen ergeben aber im Anodenkreis einen im Wechsel der Modulation sich ändernden Gleichstrom, d. h. ein im Anodenkreis liegendes Telephon gestattet einen Empfang des Senders. Beim Schwingaudionempfang zweiter Art liegen die Verhältnisse genau so, nur daß sich infolge der Fernerregung vom Sender die schon im Empfänger vorhandenen Schwingungen entsprechend der Modulation zu höheren Amplituden aufschaukeln, d. h. der schon vorhandene Anodengleichstrom ändert sich ebenfalls im Sinne der Modulation. Beim gewöhnlichen Audionempfang ist infolge der zu erreichenden Dämpfungsverminderung eine begrenzte Schwingneigung vorhanden. Es wird offenbar nicht wie beim Schwingaudionempfang erster Art der gesamte Elektronenmechanismus angefacht und so ein Aufschaukeln erzielt, sondern die noch vorhandene Dämpfung bewirkt ein regelmäßiges Abklingen der angestoßenen Elektronenbewegung. Infolge der oben beschriebenen gegenseitigen Abhängigkeit von Raumladegitter- und Anodenstrom ist ein Empfang auch mit einem im Raumladegitterkreis liegenden Telephon möglich.

d) Zweite Ausführung eines Empfängers.

aa) Empfangsprinzip.

Im Gegensatz zu dem obigen Empfänger sollte hier experimentell untersucht werden, ob sich durch

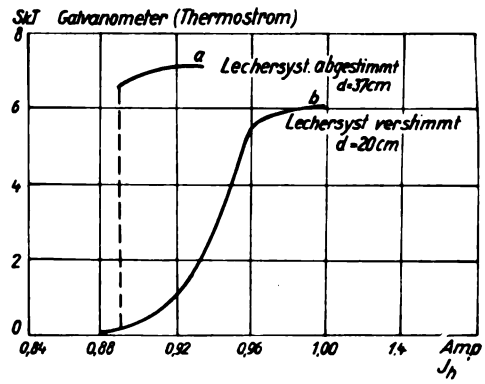


Bild 14.
Schwingeinsatz in Abhängigkeit von der Emission, bei verschiedener Abstimmung des Lechersystems (Schott N).

die Hinzunahme eines geschlossenen Schwingungskreises eine Verbesserung des Empfangs ermöglichen läßt. Es wurde dabei zunächst ohne Rücksicht auf die bereits vorliegenden Betrachtungen über die Empfangsmöglichkeiten ähnlich der Anordnung beim Sender ein Lecher-System mit verschiebbarer Dipolbrücke an Raumladegitter und Anode angeschlossen. Da die sich so ergebende Gill-Morell-Schwingungen in ihrer Frequenz durch das Resonanzsystem beinflußbar sind, war zu erwarten, daß sich hierdurch eine von den angelegten Spannungen weniger abhängige. im wesentlichen durch das Lecher-System festgelegte Abstimmöglichkeit ergibt. Versuche in größerer Entferung vom Sender ergaben jedoch im Gegenteil eine erschwerte Ab-

Digitized by Google

stimmung. Es zeigte sich, daß bei einer bestimmten Einstellung zwar im Vergleich zu der ersten Ausführung des Empfängers die Empfangslautstärke größer sein konnte, daß aber neben der Abstimmung des Lecher-Systems die Spannungen so genau einreguliert werden mußten, daß insbesondere bei Reichweitenversuchen eine Abstimmung des Empfängers beinahe unmöglich war.

Einen Aufschluß über die schlechtere Empfangsmöglichkeit bei einem an das Schwingrohr angeschlossenen Lecher-System ergeben die in Bild 14 dargestellten Schwingkennlinien. Es wurde hierbei bei einem Schott-Rohr Type *N* die Schwingintensität als Funktion der Emission aufgenommen. Die Aenderung der Intensität der auftretenden Schwingungen wurde mittels eines mit einem Thermokreuz versehenen, induktiv mit dem Rohr gekoppelten, aperiodischen Kreises gemessen. Die Kurve *a* zeigt ein plötzliches hartes Einsetzen der Schwingungen bei einem an das Schwingrohr angeschlossenen abgestimmten Lecher-System. Verstimmt man das Resonanzsystem nach geringeren Frequenzen gegen die durch die Gleichspannungen bedingte ursprüngliche Elektronenfrequenz, dann findet man den in der Kurve *b* dargestellten weichen Einsatz der Schwingungen. Aus dem harten Schwingeinsatz beim abgestimmten Resonanzsystem erklärt sich sofort die erschwerte Empfangsmöglichkeit. Die Entdämpfung des Resonanzsystems durch das Schwingrohr kann nicht mehr so weit wie beim angeschlossenen Dipol gesteigert werden, da sich sonst sofort die Gill-Morell-Schwingungen mit einer für einen Empfang unbrauchbaren hohen Amplitude aufschaukeln.

Eine Verstimmung des Resonanzsystems nach höheren Frequenzen bringt keinen Vorteil, da bei geringer ankommender Sendeenergie infolge der Verstimmung ein Aufschaukeln zu hohen Amplituden unmöglich ist. Ist dagegen die Verstimmung so gering oder die Fernerregung vom Sender so stark, daß eine Erhöhung der Elektronenfrequenz bis zum Zusammenfallen mit der Resonanzfrequenz des Lecher-Systems erreicht wird, dann ergibt sich wieder der oben beobachtete harte Schwingeinsatz.

Aber auch für den bei einem nach geringeren Frequenzen verstimmten Resonanzsystem sich ergebenden weichen Schwingeinsatz sind die Empfangsbedingungen schlecht, wie sich ebenfalls aus den Ueberlegungen von Hollmann ergibt. Durch die vom Resonanzsystem herrührenden Wechselspannungen ergibt sich eine Entfernung der Erregerfrequenz von der Resonanzfrequenz des Lecher-Systems bis zu einem gewissen Gleichgewichtszustand. Treten also bei auf die ankommende Welle abgestimmten, gegenüber der Erregungsfrequenz nach geringeren Frequenzen hin verstimmten Empfangssystem und bei Einstellung auf Schwingeinsatz durch die vom Sender ausgehende Fernerregung an den Elektroden Wechselspannungen auf, dann wird eine Anregung der Elektronenschwingungen bedingt, jedoch so, daß sich die resultierende Frequenz noch weiter gegenüber der ankommenden Welle verstimmt. Die Empfangsanordnung ist deshalb nur sehr unempfindlich, da ein Aufschaukeln zu hohen Amplituden nicht möglich ist.

Aus den Untersuchungen ergibt sich eine Bestätigung der anfangs gemachten Ueberlegungen. Ein Empfang mit einem geschlossenen schwach gedämpften Schwingkreis ist nur möglich, wenn die Kopplung mit dem Schwingrohr so lose ist, daß die sich ergebenden Gill-Morell-Schwingungen nur mit einer geringen Amplitude einsetzen.

Um diese lose Kopplung zu erreichen, wurde ein abstimmbarer Schwingkreis in die Raumladegitterleitung geschaltet. Die sich hierbei ergebenden Verhältnisse zeigt Bild 15. Es ist ein Resonanzkreis *R* über ein ebenfalls schwingfähiges System *Z* (Zuleitung) mit dem Schwingrohr *S* gekoppelt. Durch die

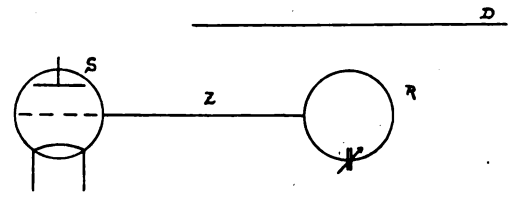


Bild 15.
Anordnung eines Schwingkreisempfängers.

Elektronenschwingungen werden der Schwingkreis und die Zuleitung angeregt. Die sich hierbei ergebenden Wechselspannungen wirken rückwärts auf die primären Elektronenpendelungen ein und führen zu einem Aufschaukeln von Gill-Morell-Schwingungen. Die Verhältnisse gleichen also zunächst vollständig denen bei einem an die Oscillatorröhre angeschlossenen Lecher-System. Durch Aenderung der Abstimmung der Zuleitung läßt sich aber erreichen, daß sich die Gill-Morell-Schwingungen

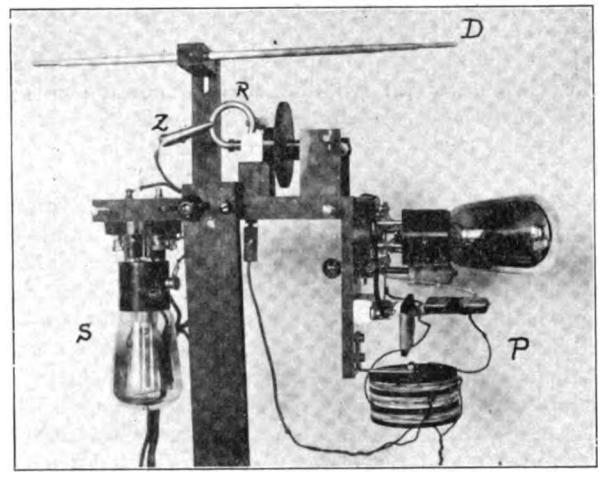


Bild 16.
Praktischer Aufbau eines Schwingkreisempfängers.

nur zu mäßiger Amplitude aufschaukeln. Es kann nun eine für einen Empfang notwendige Entdämpfung des Schwingkreises erreicht werden, so daß sich die vom Sender ankommenden Schwingungen aufschaukeln. Die hierbei dem Schwingrohr induzierten Wechselspannungen reichen aus, eine Einwirkung auf den Elektronenmechanismus hervorzurufen. Liegt das Telephon im Anodenkreis und sind die Spannungsverhältnisse wie bei der ersten Ausführung des Empfängers gewählt, dann sind durch die verschiedenen Schwingeinstellungen des Elektronenmechanismus auch hier die oben beschriebenen Empfangsarten möglich. Infolge der geringen Dämpfung des Schwingkreises ergibt sich aber für diesen Tertiärempfänger eine für eine bequeme Bedienung des Emp-

Digitized by Google

fängers wenig erwünschte Erhöhung der Abstimmschärfe.

bb) Praktischer Aufbau.

Den praktischen Aufbau des Empfängers zeigt Bild 16. Als Empfangsrohr *S* wurde auch hier das Doppelgitterrohr *RE* 074*d* benutzt. Der Schwingkreis *R* liegt in der Zuleitung *Z* zum Raumladegitter, die Länge der Zuleitung ist so gewählt, daß sich ein weiches Einsetzen der Schwingungen ergibt. Die Abstimmung des Kreises auf die zu empfangende Welle erfolgt durch Veränderung des Plattenabstandes des Kondensators mittels eines feinen Gewindes. Mit dem Resonanzkreis ist außerdem noch ein abstimmbarer Empfangsdipol *D* gekoppelt. Zur Abstimmung des Empfängers wurden zunächst die anliegenden Spannungen so variiert, daß die entstehenden Elektronenschwingungen eine Anregung des Kreises auf der ankommenden Welle bewirken. Durch passende Einregulierung des Schwingeinsatzes mittels der Emission und durch Nachstimmen des Schwingkreises konnte eine hohe Empfindlichkeit der Anordnung erreicht werden.

C. Empfangsversuche.

Empfangsversuche, die mit den beiden Empfängern in der Nähe des Senders in einem Umkreis von etwa 100 Wellenlängen gemacht wurden, zeigten, daß sämtliche oben beschriebenen Empfangsarten möglich waren. Es mußte nur mittels der angelegten Spannungen auf die Sendewelle abgestimmt und durch Aenderung der Emission auf Schwingneigung, Schwingeinsatz oder Schwingen einreguliert werden. Die einzelnen Empfangsarten konnten an der Aenderung des im Anodenkreis fließenden Stromes festgestellt werden. Als günstigste Empfangsart erwies sich hierbei auf ganz kurze Entfernung vom Sender der Schwingaudionempfang zweiter Art, während bei größerer Entfernung der Schwingaudionempfang erster Art maximale Empfindlichkeit ergab. Die letztere Empfangsart zeigte auch die größte Abstimmschärfe. Interessant ist, daß bei einer genügend feinen Einstellung eine Ueberlagerung von Sender- und Empfängerfrequenz erreicht werden konnte. Die Schwankungen der beiden Frequenzen ergaben jedoch ein Zwitschern des Ueberlagerungstones und machten so eine Anwendung zu einem praktischen Ueberlagerungsempfang unmöglich.

Bemerkenswert ist noch der bei einem Verstimmen des Empfängers sich ergebende Mitnahmeempfang. Der Vorgang ist hierbei folgender: Hat man im Empfänger nur ganz schwache Schwingungen und kommt vom Sender eine genügend starke Fernerregung, so kann die Eigenschwingung des Empfangssystems vernachlässigt werden gegenüber der aufgedrückten Wechselspannung. Es wird dann die Frequenz des Elektronenmechanismus entsprechend den Hollmannschen Kurven von der Fernerregung durch den Sender festgelegt. Die Breite der sich so ergebenden Mitnahme der Empfängerwelle durch den Sender hängt ab von der Amplitude der Schwingungen im Empfänger und von der ankommenden Sendeenergie. Da die Frequenzabhängigkeit von den den Elektrodengleichspannungen sich überlagernden Wechselspannungen auch bei kleinsten Amplituden von Elektronenschwingungen vorhanden ist, erstreckt sich der Mitnahmeempfang auf die beiden Schwingaudionempfangsarten.

Ganz anders war jedoch der Empfang in größerer Entfernung vom Sender. Es zeigte sich, daß die Abstimmung des Empfängers ungemein schwieriger war, da sich infolge der nur sehr schwachen Sendererregung nicht mehr der oben beim Empfang in der Nähe des Senders vorhandene Mitnahmeempfang ergab. Der Empfänger mußte also besonders durch Regulierung der Spannungen genau auf die Senderfrequenz abgestimmt werden. Ein Empfang war nur noch mit dem Schwingaudionempfang erster Art möglich. Mit jedem der beiden Empfänger konnte eine Reichweite von 20 km erzielt werden. Der mit Schwingkreis arbeitende Empfänger schien empfindlicher zu sein. Nach dem Ergebnis der Empfangsversuche dürfte die Reichweite jedoch keineswegs auf die angegebene Entfernung beschränkt sein. Versuche auf größere Entfernung konnten jedoch infolge der keine freie Sicht ergebenden örtlichen Verhältnisse nicht durchgeführt werden.

D. Pendelrückkopplung bei Elektronenschwingungen.

Die vorliegenden Untersuchungen haben ergeben, daß im allgemeinen das Empfangsprinzip der normalen Rückkopplungsempfänger auch auf den Empfang mittels Elektronenschwingungen übertragen werden kann. Es wird auch hier eine Entdämpfung eines Empfangskreises bewirkt, in dem sich infolge Resonanz bei einer Fremderregung durch den Sender der Modulation entsprechende Hochfrequenzamplituden aufschaukeln. Diese Erkenntnis führte dazu, auch beim Empfang mittels Elektronenschwingungen zwecks einer weiteren Steigerung der Empfindlichkeit, die Möglichkeit der Anwendung einer Pendelrückkopplung zu untersuchen. Es wurde hierzu in die über den Schwingkreis zum Raumladegitter führende Leitung ein zweites Rohr geschaltet, das die Pendelfrequenz entsprechend einer Wellenlänge von 4000 bis 6000 m erzeugte (*P* in Bild 16). Als Anodenspannung für dieses Rohr diente gleichzeitig die Raumladegitterspannung des Empfangsrohres. Bei Versuchen mit dieser Schaltung ergab sich zunächst, daß die Merkmale der Pendelrückkopplung, wie man sie bei der Anwendung in Rückkopplungsempfängern findet, auch hier auftraten. So ergab sich z. B. bei Einstellung des Empfängers auf Schwingeinsatz das für einen Superregenerationsempfänger charakteristische Rauschen. Es zeigte sich weiterhin, daß in der Nähe wohl die erwartete Energiesteigerung vorhanden war, daß aber beim Empfang in größerer Entfernung eine wesentliche Steigerung der Empfindlichkeit nicht erreichbar ist. Eine Verkürzung der Hilfsschwingung ($\lambda < 1000$ m), also eine höhere Pendelfrequenz, bewirkte beim Fernempfang eine Abnahme der Empfindlichkeit. Von Vorteil erwies sich die Einführung der Pendelrückkopplung dadurch, daß sie besonders bei hartem Schwingeinsatz eine leichtere Abstimmung des Empfängers ermöglichte. Daß sich bei Anwendung der Superregeneration auf die Empfangsmethode mittels Barkhausen-Schwingungen in größerer Entfernung vom Sender die erwartete Steigerung der Empfindlichkeit nicht ergab, dürfte wohl folgenden Grund haben: Nimmt man für

Digitized by Google

einen normalen Superregenerationsempfänger die Aenderung der Rückkopplung durch eine Aenderung der Anodenspannung im Takte der Pendelfrequenz an, dann ergibt sich hieraus in demselben Rhythmus eine Aenderung des Widerstandes des Empfangskreises von positiven nach negativen Werten. Hierbei schaukeln sich in den Perioden negativen Widerstandes die für die Lautstärke maßgebenden hohen Amplituden auf. Uebertragen auf den Empfang mittels Elektronenschwingungen läßt sich auch hier durch eine beispielsweise im obigen Empfänger der Raumladegitterspannung überlagerte Hilfsfrequenz bei Einstellung auf Schwingeinsatz ein Anschwingen im Wechsel der Pendelungen erreichen. Während jedoch beim normalen Rückkopplungsempfänger die Superregeneration ein Anschwingen auf der durch den Empfangskreis definierten Frequenz bewirkt, ergeben sich für die Anwendung einer Pendelfrequenz bei Elektronenschwingungen abweichende Verhältnisse. Da im Falle der benutzten Empfänger die Frequenz der Elektronenschwingungen in erster Linie von den Elektrodenspannungen abhängt (im Gegensatz zu den Verhältnissen beim fest gekoppelten Gill-Morell-Kreis), hat die Pendelrückkopplung die Wirkung einer starken Frequenzmodulation, d. h. die Wellenlänge ändert sich innerhalb gewisser Grenzen im Rhythmus der Pendelfrequenz. Es wird ein Aufschaukeln der Amplitude also nur im Moment der Abstimmung des Empfängers auf die Sendewelle möglich sein. Hieraus ergibt sich auch schon die Bestätigung des experimentellen Ergebnisses, daß sich bei einer Verkürzung der Hilfswelle, also bei einer Erhöhung der Pendelfrequenz, infolge der sich verkürzenden Aufschaukelzeiten eine Abnahme der Empfindlichkeit ergibt. Die Superregenerationswelle muß also, wenn eine möglichste Steigerung der Empfindlichkeit erreicht werden soll, möglichst lang sein. Es wird sich nicht — wie beim normalen Superregenerationsempfänger — während der ganzen Halbperiode negativen Widerstandes ein Aufschaukeln ergeben, sondern nur für einen Bruchteil hiervon. Damit ist auch die gegenüber den normalen Superregenerationsempfängern nur geringe Empfindlichkeitserhöhung erklärt. Da durch die Hilfsschwingung bei fester Abstimmung immer ein gewisser Frequenzbereich überstrichen wird, erklärt sich auch die gefundene leichtere Einstellmöglichkeit. Die beim Empfang in der Nähe des Senders gefundene bessere Wirkung der Superregeneration beruht auf dem hierbei vorhandenen Mitnahmeempfang. Ein Aufschaukeln ist nicht mehr allein im Moment der Koinzidenz von Sender- und Empfängerfrequenz möglich, sondern es können sich durch die infolge der Mitnahme verlängerten Zeiten der Abstimmung des Empfängers wesentlich höhere Amplituden aufschaukeln. Es läßt sich aber auch bei Elektronenschwingungen die einem normalen Rückkopplungsempfänger entsprechende Wirkung der Superregeneration erreichen, wenn man die bei einem fest gekoppelten abgestimmten Resonanzsystem sich ergebenden Gill-Morell-Schwingungen benutzt. Es wird hierbei durch eine Aenderung der Spannungen ein Anschwingen auf der durch das Resonanzsystem definierten Welle bewirkt. Der sich ergebende harte Schwingeinsatz hat bei Benutzung der Pendelrückkopplung keine Bedeutung. Da die Versuche in dieser Richtung noch nicht zu Ende geführt sind, soll an einer anderen Stelle hierüber näher berichtet werden.

Nach dem Abschluß dieser Arbeit wurden in einer Veröffentlichung von Hollmann[22]) ebenfalls Untersuchungen über die Möglichkeit der Benutzung einer Pendelrückkopplung mitgeteilt. Hollmann erzeugt jedoch die Pendelfrequenz gleichzeitig mit dem Kurzwellenrohr auf Grund einer fallenden Charakteristik im Anodenkreis. Da jedoch hierbei die Betriebsverhältnisse so gewählt werden müssen, daß der Bereich negativen Widerstandes innerhalb der Abstimmung des Empfängers liegt, scheinen bei einer durch ein zweites Rohr erzeugten Pendelfrequenz die Verhältnisse günstiger zu liegen.

In einer weiteren neuen Arbeit von Okabe[23]) wird über den Empfang von sehr kurzen elektrischen Wellen mittels eines Ultrakurzwellen-Röhrengenerators nach Barkhausen berichtet. Aus den Untersuchungen ergibt sich ebenfalls bei einer günstigen Einstellung des Empfängers eine hohe Empfindlichkeit, die vom Verfasser als „Verstärkerwirkung besonderer Art" bezeichnet wird und die auf Grund eines negativen Widerstands erklärt werden soll. Die Beobachtung, daß für einen genügenden Empfang entweder der Heizstrom oder die Anodenspannung so geändert werden mußten, daß die Intensität der Lokalschwingungen im Empfänger nur sehr gering waren, läßt auf eine der Schwingempfangsarten schließen, wie sie in der vorliegenden Arbeit genauer behandelt worden sind.

Die Arbeit wurde im Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena ausgeführt. Es ist mir eine besondere Ehre, meinem hochverehrten Lehrer Herrn Prof. Dr. Esau für die Anregung zu der Arbeit und für sein reges und förderndes Interesse meinen ergebensten Dank auszusprechen. Ebenso danke ich Herrn Dr. Pfetscher, der mir zu dieser Arbeit manche wertvolle Anregung gab.

Zusammenfassung.

Die vorliegende Arbeit entwickelt, aufbauend auf den grundlegenden Untersuchungen von Barkhausen und den Ueberlegungen von Hollmann, eine empfindliche Empfangsapparatur, die es gestattet, die Ausbreitung ultrakurzer Wellen besonders in größerer Entfernung vom Sender genauer zu untersuchen und die weiterhin die Möglichkeit einer Anwendung dieser Wellen zu Signalzwecken im Bereiche optischer Sicht ergibt.

In diesem Zusammenhang erwies es sich notwendig, die zum Teil schon an anderer Stelle beschriebenen Sendeanordnungen hinsichtlich der Energiefragen miteinander zu vergleichen.

Für den Empfänger war in noch höherem Maße, als dieses bekanntlich beim Sender der Fall ist, die Auswahl eines geeigneten Rohres erforderlich. Nach einigen Vorversuchen führten der Wunsch einer leichten Transportmöglichkeit des Gerätes sowie die Forderung einer möglichst bequemen Abstimmung schließlich zur Wahl eines Oxydfadenrohres mit engem Elektrodendurchmesser, wie es z. B. in dem Raum-

[22]) H. E. Hollmann, Ztschr. f. Hochfrequ. Techn. 34, S. 143, 1929.

[23]) K. Okabe, Ztschr. f. Hochfrequ. Techn. 35, S. 3, 1930.

Digitized by Google

ladegitterrohr Telefunken *RE* 074*d* vorliegt. Das Vorhandensein einer vierten Elektrode bei diesem Rohr erwies sich insofern nicht als störend, als durch geschickte Wahl der angelegten Spannungen die Betriebsweise dieses Rohres ungefähr auf die des Dreielektrodenrohres zurückgeführt werden konnte. Für das im Bremsfeldbetrieb erstmalig benutzte Oxydfaden-Raumladegitterrohr mußte die Abhängigkeit der Frequenz von den Betriebdaten untersucht werden.

Es zeigte sich, daß beim Empfang mittels Elektronenschwingungen dieselben Empfangsarten möglich sind, die man beim normalen Rückkopplungsempfang unterscheidet. Die Regulierung der Entdämpfung des Empfangssystem, die dort durch den Grad der Rückkopplung gegeben ist, konnte hier durch Variation des Heizstromes in praktisch befriedigender Weise erreicht werden. Ein Ueberlagerungsempfang schied wegen der bei den extrem kurzen Wellen nicht erreichbaren Frequenzkonstanz aus. Es wurde daher bei sämtlichen Versuchen mit tonmoduliertem Sender gearbeitet. Als empfindlichste Empfangsmethode erwies sich der Schwingaudionempfang erster Art (vgl. O. Cords, Anm. 20).

Der praktische Aufbau des Empfängers erfolgte in zwei verschiedenen Formen, die beide als Zwischenkreisempfänger angesprochen werden müssen, und die sich nahezu gleich gut bewährten.

Die Versuche mit tonmodulierter Telegraphie wurden durchgeführt bis auf eine Entfernung von 20 km, wobei jedoch die Grenze noch nicht ereicht wurde.

Die Verwendung der Pendelrückkopplung, die bekanntlich beim Rückkopplungsempfänger für extrem kurze Wellen eine wesentliche Verbesserung bedeutet, wurde versucht, jedoch zunächst ohne nennenswerten Erfolg, offenbar deshalb, weil die Superregeneration eine starke Frequenzmodulation der Elektronenschwingungen zur Folge hat.

(Eingegangen am 31. Januar 1930.)

Zur Frage der Erzeugung kurzer elektrischer Wellen mit Elektronenröhren.

Von **Ludwig Bergmann.**

Physikalisches Institut der Universität Breslau.

Es ist eine bekannte experimentelle Tatsache, daß man bei der Konstruktion von Röhrensendern für sehr kurze Wellen sämtliche Leitungen, die zur Röhre bzw. zu dem an der Röhre angebrachten Schwingungskreis führen, durch Drosselspulen gegen abfließende Hochfrequenzströme absperren muß, um dadurch zu verhüten, daß dem Sender durch Abfließen Energie entzogen wird. Dies ist besonders wichtig für die Heizzuleitungen zur Röhrenkathode, da diese Anschlußpunkte von vornherein gegeben sind, während man die Zuleitungen zur Anode bzw. dem Gitter der Röhre durch besondere Schaltmaßnahmen in einem Spannungsknoten des Schwingungskreises anschließen kann. Ich habe auf diesen letzten Punkt an anderer Stelle[1]) hingewiesen und dort den Aufbau zweier Kurzwellensender angegeben, von denen der eine unter Benutzung einer Spezialröhre mit getrennter Gitter- und Anodenausführung (Röhre TMC der Fa. Lampes Metalles Paris) noch eine unterste Wellenlänge von 82 cm zu erzeugen gestattet, während der andere Sender mit einer normalen Senderöhre (Telefunken RS 55) arbeitet und eine untere Welle von 240 cm erzeugt, wobei die vom Sender abgegebene Energie etwa 4—5 Watt beträgt. Bei beiden Sendern ist die normale Dreipunkt-Schaltung angewandt (Bild 1). Anode und Gitterzuleitung liegen genau in einem Spannungsknoten des Schwingungskreises, der aus dem kurzen Verbindungsstück zwischen Gitter und Anode besteht und durch einen Blockkondensator in der Mitte unterbrochen ist. Die Kapazität des Kreises wird von der Kapazität zwischen Gitter und Anode gebildet.

[1]) Annalen der Physik Bd. 85, S. 961, 1928; Ztschr. f. d. physikal. u. chemischen Unterricht 41, S. 209, 1928.

Bei der weiteren Ausgestaltung dieser Sender fand ich nun, daß die vom Sender abgegebene Intensität in sehr starkem Maße von der Abdrosselung der Heizzuleitungen gegen abfließende Hochfrequenzströme abhängt. Diese Abdrosselung geschah zunächst wie bisher üblich durch möglichst kapazitätsfrei gewickelte Drosselspulen (einlagige Zylinderspulen aus starkem blanken Kupferdraht). Wurde die

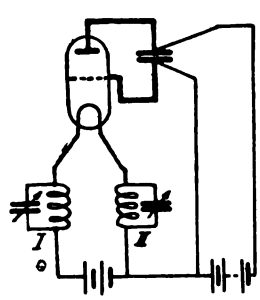


Bild 1.
Einschaltung zweier Sperrkreise in die Zuleitungen zur Röhrenkathode.

Wellenlänge des Senders durch Vergrößern oder Verkleinern des Schwingungskreises verändert, so kam es vor, daß die Schwingungen plötzlich aussetzten und erst nach Veränderung der Drosselspulen in den Heizzuleitungen wieder auftraten. Für jede Wellenlänge ließ sich eine besonders günstige Drosselspulengröße finden. Nun ist die stetige Veränderung von Drosselspulen speziell für die hochfrequenten Ströme nicht einfach. Ich habe daher einen anderen Weg eingeschlagen und statt der Drosselspulen in die Heizzuleitung besondere Sperrkreise eingebaut (siehe Bild 1), die aus je einer Spule aus wenigen Windun-

Digitized by Google

gen und einem dazu parallel geschalteten kleinen Drehkondensator bestanden. Wurden diese Sperrkreise auf die Welle des Senders eingestellt, so war die Abdrosselung der Heizleitungen eine vollkommene und die Schwingungsenergie nahm ein

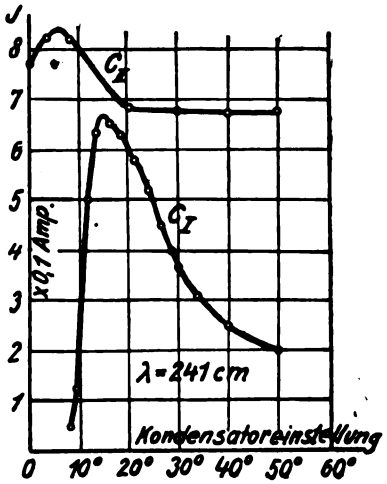


Bild 2.
Abhängigkeit der Schwingungsenergie von der Abstimmung der Sperrkreise.

Maximum an. Die Kurven in Bild 2 zeigen dies deutlich. Die Ordinaten stellen die Stromstärken im ersten Strombauch eines an den Sender angekoppelten Lecher-Systems dar. Die Senderwellenlänge betrug 241 cm. Zunächst wurde der Kondensator des Sperrkreises 2 ganz eingeschaltet und der Kondensator des Kreises 1 verändert. Dabei ergab sich Kurve C_I mit einem scharf ausgeprägten Maximum. Wurde nun der Kondensator des Kreises 1 auf dieses Maximum eingestellt und der Kondensator des Kreises 2 verändert, so ergab sich Kurve C_{II}, die deutlich ebenfalls ein Maximum zeigt und erkennen läßt, daß nur für eine bestimmte Einstellung beider Sperrkreise die Energie des Senders ein Maximum wird. Daß die beiden Maxima in dem Bilde 2 nicht übereinander fallen, liegt daran, daß die Spulen der beiden Sperrkreise etwas verschieden waren. Man sieht ferner, daß bereits ein Sperrkreis eine gute Abdrosselung gibt und diese durch den zweiten Kreis nur noch wenig verbessert wird. Bei längeren Wellen genügt im allgemeinen die Einschaltung von nur einem einzigen Sperrkreis in eine der Heizzuleitungen.

Auch bei der bekannten Gegentaktschaltung von Eccles und Jordan ergab die Einschaltung zweier Sperrkreise, wie es Bild 3 zeigt, sehr gute Resultate und erlaubte, mit der Wellenlänge einen ganz wesentlichen Teil tiefer herunter zu kommen. Mit zwei Röhren Telefunken RS 55 gelang es in dieser Schaltung noch eine Welle von 210 cm bei einigermaßen großer Schwingungsenergie zu erreichen. Wie das Bild 3 zeigt, sind hier die Sperrkreise in etwas anderer Weise eingeschaltet, um gleichzeitig zu verhüten, daß von der Kathode der Röhre 1 zur Kathode der Röhre 2 Hochfrequenzenergie abfließt, was ohne diese Sperrung möglich ist, da die Röhren im Gegentakt schwingen und die Hochfrequenzspannungen an den Kathoden in jedem Augenblick um 180° in der Phase verschoben sind.

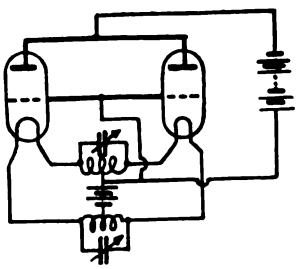


Bild 3.
Einschaltung
der Sperrkreise bei der Sender-Gegentaktschaltung.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß bei Röhrensendern zur Erzeugung sehr kurzer elektrischer Wellen die Schwingungsenergie in sehr starkem Maße von der Güte der Abdrosselung der Heizzuleitungen gegen abfließende Hochfrequenzströme abhängt. Es wird die Verwendung besonderer Sperrkreise in den Heizzuleitungen empfohlen.

(Eingegangen am 12. März 1930.)

Verzerrungsempfänger als Uebersteuerungsanzeiger beim Rundfunksender.

Von **Roland Walter**, Riga.

Beim lettländischen Rundfunksender Riga wird neben anderen Aussteuerungs-Meßinstrumenten praktisch ein Gerät benutzt, das vor den anderen mir bekannten Methoden gewisse Vorteile hat. Das Prinzip ist ein Empfänger mit einer Frequenz-Empfindlichkeitskurve nach Bild 1; es beruht auf der bekannten Erscheinung, daß eine Verzerrung der modulierenden Niederfrequenz untrennbar mit einem Auslaufen der Seitenbänder auf das Mehrfache ihrer normalen Breite verbunden ist.

Eine Verzerrung ist ganz allgemein äquivalent dem Auftreten einer Serie von harmonischen bzw. auch von Kombinationsfrequenzen. Bei der Uebersteuerung eines Senders kommen diese Harmonischen störend zur Geltung, und zwar: 1. die hörbaren mit geringerer Ordnungszahl, die beim Empfang des betreffenden Senders neben dem Grundton mehr oder weniger zurücktreten, 2. die Harmonischen höherer Ordnungszahl, die an sich unhörbar sind; auch ihr stoßartiges Auftreten, das

Digitized by Google

entsprechende Aenderungen des Detektorstromes hervorrufen kann, wird durch einen selektiven Empfänger wirkungslos gemacht; aber der Empfang anderer Sender benachbarter Frequenz wird dadurch gestört. Praktisch scheinen mir diese Störungen früher feststellbar zu sein als die Verzerrung beim Empfang des Senders selbst. Deshalb können sie als Warnungszeichen dienen für den Kontrollbeamten, der für die Modulationstiefe verantwortlich ist.

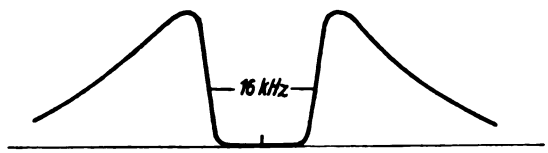


Bild 1.

Man hört im „Verzerrungsempfänger" bei verzerrter Modulation stoßweise auftretende, scharf kratzende Töne, die aus den verzerrten Frequenzen und ihren harmonischen und Kombinationsfrequenzen bestehen; bei normaler Modulation hört man nichts.

Bei der Einführung dieses Verzerrungsanzeigers in Riga mußte das Lautstärkeniveau im allgemeinen gesenkt werden, der Fernempfang in der Stadt wurde wesentlich erleichtert. Die Benutzung solch eines Gerätes, besonders bei den stärkeren Rundfunksendern, würde manche gegenseitige Störungen verringern.

Das Gerät braucht keine Eichung. Es zeigt unabhängig von der Leistung des Senders und von der Modulationsmethode unmittelbar die beim Sender tatsächlich stattgehabte Verzerrung an. In der Ausführung und im Betrieb ist es außerordentlich einfach. in Riga wird z. B. ein handelsüblicher 4-Röhren-Empfänger mit Außenantenne und Sperrkreis verwendet. Letzterer muß den eigenen Sender (572 kHz) möglichst wirksam fernhalten, er muß also sehr verlustfrei sein und braucht eine feinregelbare Abstimmung. Der Empfänger wird auf 550kHz abgestimmt und seine Empfindlichkeit so eingestellt, daß die normale Modulation des eigenen Senders kaum zu hören ist, die Verzerrungen werden dann überraschend laut hörbar. Der Sperrkreis kann wirksamer gemacht werden, wenn er durch eine andere Antenne oder durch einen anderen Zweig derselben Antenne zusätzlich erregt wird.

Zusammenfassung.

Es wird über eine einfache Empfangsanordnung berichtet, die nur auf die Verzerrungen eines Telephoniesenders anspricht, nicht aber auf die reine Modulation und die deshalb gute Dienste leisten kann bei der Ueberwachung der Aussteuerung eines Rundfunksenders.

(Eingegangen am 12. Februar 1930.)

Bemerkungen zur Arbeit von R. Feldtkeller „Theorie neutralisierter Verstärkerketten".

Von **Curt Hensch**, Berlin.

Ich möchte mir gestatten, zu den interessanten Ausführungen von R. Feldtkeller in dieser Zeitschrift*) einige kurze Hinweise zu machen, da ich annehmen darf, daß die betr. Veröffentlichungen der Aufmerksamkeit des Herrn Feldtkeller wohl entgangen sind.

Die Verhinderung der Anodenrückwirkung (Fußnote 1, S. 45) durch Einbeziehung der dynamischen Gitter-Anodenkapazität in die zur Bildung der Streuresonanz maßgebliche Gesamtkapazität wurde bereits von A. Forstmann[1]) berücksichtigt. Die Benutzung der Streuresonanz zur Beeinflussung der Verstärkungskurve (Fußnote 2, S. 45) folgt aus den Ausführungen von L. Müller und M. v. Ardenne, A. Forstmann und H. Reppisch[2]) und ist besonders ausführlich ja auch von H. Rukop in dieser Zeitschrift[3]) behandelt.

Die Benutzung der angegebenen Serienresonanz zur Beeinflussung der Verstärkungskurve bei tiefen Frequenzen (Fußnote 13, S. 51) ist bereits in den V. St. N. Am. Pat. No. 1 718 950 vom 31. März 1926, ausgegeben am 2. Juli 1929, und V. St. N. Am. Pat. No. 1 715 501 vom 17. Januar 1927, ausgegeben am 4. Juni 1929, angegeben.

Hinsichtlich verzerrungsfreier Verstärkung bei Nichtlinearität der Röhrenkennlinie (Fußnote 14, S. 54) möchte ich auf die Ausführungen von A. Forstmann und E. Schramm[4]) hinweisen; hiernach sind „alle Verzerrungen auf eine Inkonstanz des Anpassungsfaktors $\left|\frac{\Re_a}{\Re_a + R_i}\right|$ zurückzuführen, wobei diese Inkonstanz bei linearen Verzerrungen durch Frequenzabhängigkeit, bei nichtlinearen Verzerrungen durch Amplitudenabhängigkeit bedingt ist", d. h. bei einer Amplitudenabhängigkeit von $|\Re_a|$ bzw. R_i muß deren Aenderung bei der Maximalamplitude so klein sein, daß der Anpassungsfaktor seinen Wert nur um wenige Prozent ändert, bzw. es muß bei einer Amplitudenabhängigkeit von $|\Re_a|$ die Bedingung $|\Re_a|_{\min} > 4\,R_i$, bei einer Amplitudenabhängigkeit von R_i die Bedingung $R_{i\max} \leqq \frac{1}{4}|\Re_a|$ erfüllt sein.

(Eingegangen am 13. März 1930.)

*) Ztschr. f. Hochfr. Techn. **35**, S 45, 1930, Heft 2.

[1]) A. Forstmann, Funkbastler **6**, S. 740, f., 1929.

[2]) L. Müller und M. v. Ardenne, Der Transformatorenverstärker, Berlin, 1927: A. Forstmann und H. Reppisch, Der Niederfrequenzverstärker, Berlin 1928.

[3]) H. Rukop, Ztschr. f. Hochfr. Techn. **32**, S 86 f., 1928; vgl. auch H. Reppisch, Ztschr. f. Hochfr. Techn. **32**, S. 22 f. 1928.

[4]) A. Forstmann und E. Schramm, Die Elektronenröhre, S. 118, Berlin 1927.

Digitized by Google

Erwiderung auf die vorangehenden Bemerkungen des Herrn C. Hensch.

Von **R. Feldtkeller**, Berlin-Siemensstadt.

1) Alle uns bekannten älteren Arbeiten, auch die von Herrn Hensch angeführten, enthalten nicht die Erkenntnis, daß in der Streuresonanz eines Zwischenübertragers die Anodenrückwirkung der vorhergehenden Röhre praktisch verschwindet und infolgedessen bei der Berechnung des Vorübertragers der vorhergehenden Röhre eben nicht zu berücksichtigen ist.

2) Ueber die Längsentzerrung durch Reihenreaktanzen vgl. K. Höpfner und F. Lüschen, Fernkabel H. 9, 1925.

3) Unsere Untersuchungen sind auf Vorverstärkerketten eingeschränkt, die für die Wechselströme als linear gelten können und somit die Grundvoraussetzung der Vierpoltheorie erfüllen. Die Nichtlinearität der Röhrenkennlinie haben wir nur insofern eingeführt, als die Lage des Arbeitspunktes die Konstanten der Vierpole bestimmt. Die Verzerrungen durch Nichtlinearität haben wir nicht in den Kreis unserer Untersuchungen aufgenommen.

(Eingegangen am 15. März 1930.)

Referate.

J. H. Dellinger und **H. Diamond.** Entwicklung des Flugfunkwesens. (Radio developments applied to aircraft.) Mechanical Engineering, **51**, S. 509—514, 1929.

Die Verfasser bringen, angeregt durch das rapide Anwachsen des nordamerikanischen Luftverkehrs, einen Ueberblick über den heutigen Stand des Flugfunkwesens und knüpfen daran Vorschläge für eine weitere Ausgestaltung. Sie gehen dabei von der Voraussetzung aus, daß ein planmäßiger, sicherer Luftverkehr nur mit Hilfe einer erstklassigen FT-Organisation durchzuführen ist. Diese Organisation hat verschiedene Aufgaben. Einmal soll sie die Nachrichtenübermittlung zwischen Flugzeug und Boden übernehmen, und ferner Kursnavigation und Nebellandung ermöglichen.

Was zunächst die Nachrichtenübermittlung betrifft, so kommt als Betriebsart für die Zwecke des amerikanischen Luftverkehrs nur Telefonie in Frage infolge der leichten Bedienbarkeit und mit Rücksicht auf die Kürze der einzelnen Strecken. An einigen Stellen werden von der Regierung Langwellen-Bodensender genügender Leistung aufgestellt, welche dem in der Luft befindlichen Flugzeug mindestens einmal in der Stunde das Streckenwetter durchgeben. Für diesen Dienst ist das Wellenband 850 bis 1050 m freigegeben. Für den Wechselverkehr dagegen, mit Anfrage aus dem Flugzeug und Antwort vom Boden her, sind kürzere Wellen vorgesehen. Nicht weniger als 64 Wellen sind für diesen Zweck im Bereich 46 bis 190 m reserviert. Auf den wichtigeren Strecken wird daher jedes Flugzeug mit einem Empfänger für lange Wellen auszurüsten sein und darüber hinaus mit einer vollständigen Sende-Empfangsanlage für „Grenzwellen".

Weiterhin wird eine sehr ausführliche Beschreibung der vom Bureau of Standards entwickelten Kursweiseranlagen gegeben (vgl. die Referate Pratt, Dellinger, Diamond). Auch auf die Abarten der normalen Ausführung, mit nur einem einzigen Richtstrahl oder mit mehreren voneinander unabhängigen Strahlen, wird näher eingegangen. Nach Ansicht der Verfasser ist der Kursweiser mit Anzeigegerät im Flugzeug bei festliegenden Luftverkehrs-Strecken das einzig brauchbare System der Funknavigation. Richtempfangsmethoden, sei es Fremd- oder Eigenpeilung, kommen nur bei Flügen auf unvorbereiteten Strecken, darüber hinaus höchstens zur Unterstützung der Richtsender in besonders schwierigem Gelände in Frage.

Ein dritter Abschnitt behandelt die Nebellandung. Auch hier wird der Kursweiser in den Vordergrund gestellt, er soll das Flugzeug bis an den Landeplatz heranführen, wo dann ein kleiner Markierungssender die Stelle bezeichnet, an welcher die Landung anzusetzen ist. Freilich fehlen zur Zeit noch brauchbare Höhenmesser, doch erhofft man hier baldige Resultate von der Kapazitäts- und der Reflexionsmethode. Zum Schluß wird an Hand einiger praktischer Beispiele die Brauchbarkeit der Kursweiser mit Instrumentablesung gezeigt.

K. Krüger.

H. Diamond und **F. W. Dunmore.** Ein Kursabweichungs-Anzeiger für die Kursweiser-Anlage mit Zweifachmodulation. (A course-shift indicator for the double-modulation type radiobeacon.) Bureau of Stand. Journ. of Res. **3**, 1—10, 1929, Nr. 1. (RP. Nr. *27*.)

Das Gerät dient dazu, bei dem vom Bureau of Standards entwickelten Kursweiserverfahren (vgl. die Arbeiten von H. Pratt, Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 652, 1928; ref. d. Zs. **34**, 74, 1929, und J. H. Dellinger u. H. Pratt, Proc. Inst. Rad. Eng. **16**, 890, 1928; ref. ds. Zs. **34**, 75, 1929) die Intensitätsgleichheit der mit zwei Niederfrequenzen von 65/sec und 85/sec modulierten Wellen nachzuweisen.

Das Gerät enthält (s. Bild) außer einem Gleichrichter und Verstärker im wesentlichen zwei Siebkreise T und S für die beiden Modulationsfrequenzen, deren Ströme einem Kreuzspuleninstrument K besonderer Bauart zugeführt werden; die Ruhelage der beweglichen Spule H ist bestimmt durch das Verhältnis der Stromstärken. Bei Verwendung am Ort des Senders wird ein Nullverfahren benutzt, bei dem der Zeigerausschlag durch Drehung einer mit dem Gerät

Digitized by Google

verbundenen Goniometerspule P beseitigt wird, deren Verdrehung dann den Kurs angibt. Die Empfindlichkeit des Gerätes beträgt 1 cm Zeigerausschlag für 1° Kursabweichung.

Die Einrichtung kann am Ort des Senders dazu dienen, die Konstanz einer eingestellten Kursrichtung zu überwachen und ferner nach entsprechender Eichung die Strahlen für eine vorgeschriebene Kursrichtung einzustellen. Dieselbe Einrichtung läßt sich auch an Bord eines Fahrzeuges dazu verwenden, die

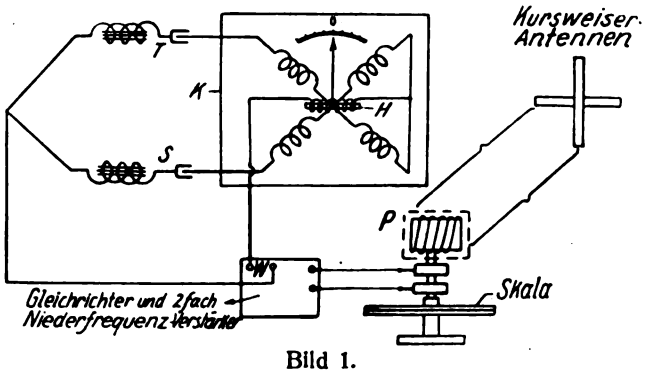


Bild 1.

Einhaltung des Kurses zu überwachen, doch ist hierbei der in der oben angeführten Arbeit von Dellinger und Pratt beschriebene Zungen-Frequenzanzeiger wegen seines geringeren Gewichtes und seiner geringeren Erschütterungsempfindlichkeit bei allerdings kleinerer Anzeigegenauigkeit vorzuziehen.

E. Mauz.

K. L. Smith-Rose. Sender und Empfänger für Funkpeilung. (Radio direction finding by transmission and reception.) (Aus dem Nat. phys. Lab., Teddington.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 425—478, 1929.

Die Arbeit ist ein wertvoller zusammenfassender Bericht über die bisherigen Erfahrungen mit der Funkpeilung. Beigegeben ist ein Verzeichnis über 25 wichtige Originalarbeiten auf diesem Gebiet.

1. Der erste Abschnitt enthält die Geschichte der Entwicklung der Funkpeilung und ihrer verschiedenen Anordnungen. Im folgenden werden hauptsächlich zwei in Betracht gezogen und miteinander verglichen: der Rahmenpeiler im Empfänger und sein Gegenstück im Sender, ein um eine vertikale Achse drehbarer Rahmen als Sende-Antenne. Die Wirkung der letzteren Anordnung läßt sich aus derjenigen der ersteren und aus dem für Sender und Empfänger geltenden Reziprozitätsgesetz ohne weiteres ableiten.

2. Im folgenden Abschnitt sind die Ergebnisse von mehrjährigen Versuchen mit Wellenlängen zwischen 300 und 20000 m und den verschiedensten Stationen in und um England dargestellt, zum Teil in Form von Tabellen, zum Teil in Form von Kurven. In den Tabellen ist praktisch wichtig, daß nicht nur die maximalen Abweichungen der Funkpeilung von der geographischen Richtung angegeben sind, sondern auch die Abweichungen des Mittels der Funkpeilungen über einen größeren Zeitraum und außerdem der Prozentsatz von Funkpeilungen, die z. B. um 2, 5, 10 und 20° vom Mittel sich unterschieden. Es ist bekannt und wird durch die Tabellen und Kurven aufs neue bestätigt, daß die Nachtabweichungen viel größer sind als diejenigen bei Tag und daß sie beinahe jeden beliebigen Betrag annehmen können (vgl. Bild 1). Aber die Tabellen zeigen auch, daß trotz der großen Abweichungen bei Nacht der Mittelwert der Nachtpeilungen keinen systematischen Fehler gegenüber den Tagpeilungen erkennen läßt, ebenso daß der Prozentsatz der großen Abweichungen auch bei Nacht sehr klein ist.

Nach den Messungen des Verfassers macht es für die beobachteten Abweichungen keinen wesentlichen Unterschied aus, ob man einen rotierenden Rahmen als Sende-Antenne oder einen Empfänger mit einem rotierenden Rahmen als Empfangsantenne verwendet. Auch die Wellenlänge in dem untersuchten Gebiet

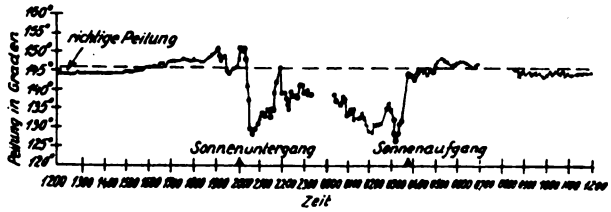


Bild 1.

hat keinen merkbaren Einfluß. Bei den Langwellen-Stationen zeigt sich aber ein Einfluß der Entfernung insofern, als die Abweichungen in der Peilung der nordamerikanischen Stationen viel kleiner waren als diejenigen der näher gelegenen englischen oder sonstigen europäischen Langwellen-Stationen. Als Beispiel für die letzteren ist in Bild 1 die Peilung von St. Assise bei Paris (*UFT*, $\lambda = 14300$ m), aufgenommen in Teddington bei London, während 24 Stunden wiedergegeben. Kein Unterschied ergab sich ferner zwischen der Peilung mit gedämpften, ungedämpften oder unterbrochenen ungedämpften Schwingungen.

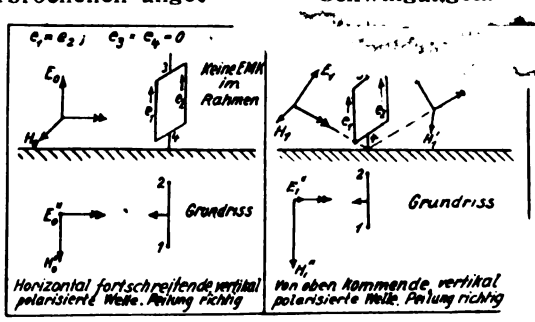


Bild 2.

Für die Funkpeilung im Dienste der Na... ist es wichtig, daß Witterungsbedingungen merkbaren Einfluß ausüben.

3. Systematische Fehler können durch di... gebung des Senders oder Empfängers entstehen. schlimmsten Abweichungen dieser Art trate... durch Metallmassen oder Drähte in der Umge... ing, sei es über, sei es unter der Erde und auch durch Bäume. Ist der Bau eines Richtsenders am Lande beabsichtigt, so empfiehlt es sich, die Reziprozit... beziehung auszunützen und vorher durch einen Rahmenpeiler feststellen zu lassen, ob in der Nähe der betreffenden Stelle systematische Fehler beim Empfang vorhanden sind. Befindet sich der Rahmenpeiler an Bord, so ist es nicht zu vermeiden, daß durch den Einfluß des Schiffes systematische Fehler erzeugt

Digitized by Google

werden; sie müssen durch Versuche festgestellt und entweder kompensiert oder durch eine Korrektionstabelle bei der Peilung berücksichtigt werden.

Durch den Übergang der Wellen von Wasser zu Land oder umgekehrt entsteht ein systematischer Fehler, wenn die Strahlungsrichtung einen verhältnismäßig kleinen Winkel mit der Richtung der Küste bildet. Er betrug bei Wellenlängen zwischen 450 und

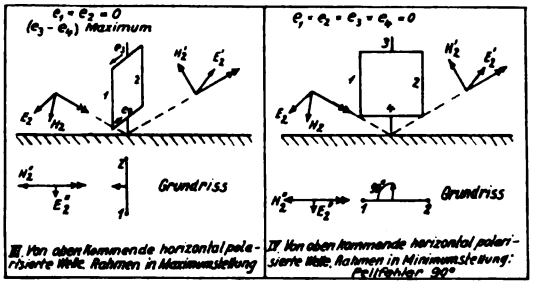


Bild 3.

600 m 3—4°, wenn die Richtung der Wellen sich um nicht mehr als 20° von der Küstenrichtung unterschied. In einem anderen Versuch wurde die Wellenlänge allmählich vergrößert von 500 bis zu 2600 m, mit dem Ergebnis, daß sich dabei der Küstenfehler von 3,2 auf 1,4° verringerte.

Bezüglich des Nachtfehlers haben ausgedehnte Messungen ergeben, daß er über Land bis zu Entfernungen von etwa 50 km innerhalb 2 oder 3° bleibt. Handelt es sich um eine Ausbreitung nur über See, so ist die entsprechende Entfernung 140—160 km.

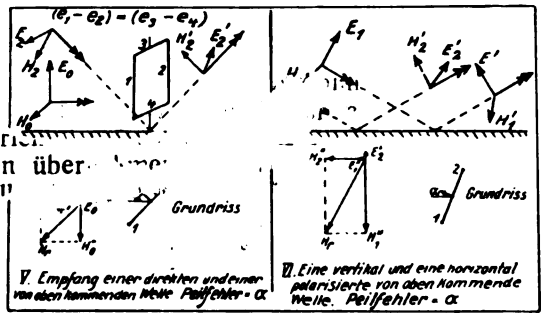


Bild 4.

Hat man eine Anzahl von Messungen hinter-
der, so kann man sicher sein, daß der Fehler des
lwerts erheblich kleiner wird als der eben an-
gebene Betrag. Es darf heute als ausgemacht
), daß der Grund für die Nachtfehler in einer
elle zu suchen ist, die aus der Atmosphäre zur
zurückgekrümmt wird und eine horizontale
ponente des elektrischen Feldes besitzt. Wie ein
hes Feld auf eine Rahmenantenne wirkt, hat der
rfasser in sehr anschaulicher Weise durch die
nstehenden Bilder 2—4 dargestellt, in denen der
obere Teil perspektivisch, der untere ein Grundriß
sein soll.

Wenn aber der Grund für die Nachtfehler ein horizontales elektrisches Feld der Luftwelle ist, so darf irgendein Empfangssystem, das auf ein horizontales elektrisches Feld nicht reagiert, den Nachtfehler nicht zeigen. Ein solches Empfangssystem ist dasjenige von Adcock (British Patent Nr. 130490, 1919), dessen Anordnung aus Bild 5 zu ersehen ist, und das wegen Gegenschaltung der horizontalen Teile von einem horizontalen Feld nicht beeinflußt wird. Für kleinere Stationen wird das Antennenpaar um eine vertikale Achse drehbar gemacht, bei großen Stationen werden, wie bei dem Richtempfänger von Bellini und Tosi, zwei vertikale Antennenpaare verwendet, deren Ebenen senkrecht zueinander sind und die auf ein Radiogoniometer wirken. Die erstaunlichen Vorteile dieses Empfangssystems, mit

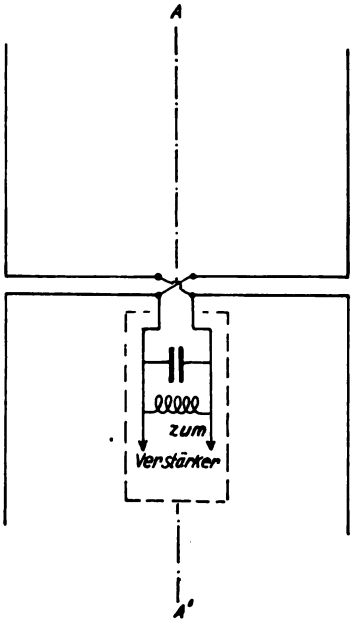


Bild 5.

dessen praktischer Ausbildung man in England beschäftigt ist, zeigt Bild 6, bei der der zeitliche Verlauf von Funkpeilungen mit einem gewöhnlichen Peilrahmen und ebenso mit einer Adcock-Antenne an-

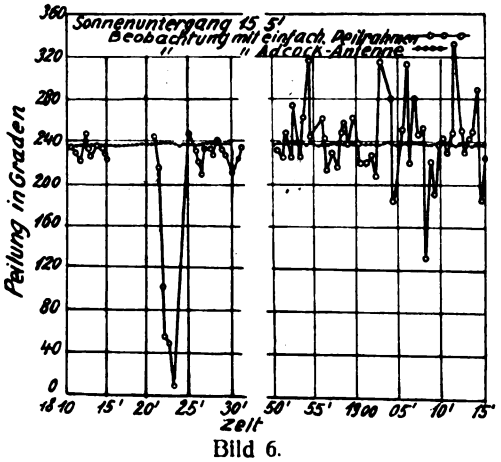


Bild 6.

gegeben ist ($\lambda = 386$ m). Die Tatsache, daß die Adcock-Antenne keine in Betracht kommenden Schwankungen der Peilung und tatsächlich auch stets die richtige Peilung gibt, ist ein Beweis für die Richtigkeit der oben angegebenen Auffassung, auch dafür, daß jedenfalls in diesem Wellenlängengebiet die Strahlrichtung der Luftwelle aus der durch Sender und Empfänger gelegten Vertikalebene nicht herausgeht, was ja nicht von vornherein ganz sicher ist.

4. Der Vergleich der Funkpeilung durch Peilrahmen und derjenigen durch rotierenden Richtsender

Digitized by Google

(rotating beacon) kann sich, soweit die Navigation in Frage kommt, heute auf zwei Fälle beschränken: 1. ungerichteter Sender an Land, z. B. auf einem Leuchtturm oder auf einem Feuerschiff — gerichteter Empfänger (Peilrahmen) an Bord, 2. rotierender Richtsender an Land oder auf einem Feuerschiff — ungerichteter Empfänger an Bord.

Für die erstere Anordnung spricht hauptsächlich, daß man damit nicht nur die Peilung von Stationen, die auf Leuchttürmen oder Feuerschiffen speziell zum Zwecke der Funkpeilung errichtet sind, aufnehmen kann, sondern auch diejenige von anderen Landstationen, z. B. manchen Rundfunkstationen, deren Lage genau bekannt ist, und hauptsächlich auch die Peilung von anderen Schiffen. Wie wichtig das in Fällen der Seenot ist, ist allgemein bekannt. Dazu kommt, daß ein Schiff, das einen Bordpeiler hat, ihn auch dauernd verwenden und bald merken wird, wenn er etwa nicht mehr in Ordnung ist. Das trifft bei der zweiten Anordnung (rotierender Richtsender an Land) nicht zu, ganz abgesehen davon, daß es solche rotierende Richtsender bisher nur an verhältnismäßig wenigen Stellen der Erde gibt.

Die letztere Anordnung (rotierender Richtsender und ungerichteter Empfänger) hat vor allem den Vorteil, daß der die Richtung angebende Teil an Land an fester Stelle ist und daß seine lokalen Fehler genau festgestellt und durch Korrektionstabellen ein für allemal berücksichtigt werden können. Dazu kommt, daß ein solcher Richtsender stets unter der Aufsicht von Fachleuten ist und daß er für eine unbegrenzte Menge von Schiffen jeder Größe zur Peilung dienen kann, ferner daß er an Bord nur einen einfachen Empfänger und dieser wegen seiner Einfachheit keineswegs einen geübten Fachmann erfordert. Die Genauigkeit der beiden genannten Anordnungen ist ungefähr dieselbe. Ein großer Vorteil des rotierenden Richtsenders ist aber der, daß die Peilung ganz unabhängig von der Richtung des aufnehmenden Schiffes ist, während beim Rahmenpeiler an Bord die Peilung nur relativ zur Fahrtrichtung des Schiffes, die z. B. bei Seegang sehr schlecht definiert ist, angegeben werden kann.

Vom rein technischen Standpunkt aus müßte man also dem rotierenden Richtsender vorläufig den Vorzug geben. Für die weitere Entwicklung sprechen aber natürlich nicht nur technische, sondern auch finanzielle Gesichtspunkte ganz erheblich mit.

J. Zenneck.

J. K. Clapp. Versuche mit kurzen Wellen auf kurze Entfernungen. (Some experiments in short-distance short-wave radio transmission.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 479—493, 1929.

Die Versuche wurden für eine bestimmte Entfernung von ca. 100 km mit Wellenlängen zwischen 25 und 80 m angestellt. Die Anordnung war die in Bild 1 schematisch gezeichnete. Durch einen Taster konnten gleichzeitig zwei Sender in Betrieb gesetzt werden, einer für eine fest eingestellte Wellenlänge zwischen 50 und 85 m, die zur Zeit der Versuche sicher gute Verbindung gab und einer für veränderliche Wellenlängen zwischen 25 und 80. Der letztere war so eingerichtet, daß die Wellenlänge sehr rasch variiert werden konnte. Entsprechend waren auf der Empfangsstation zwei Empfänger vorhanden, einer für die feste und einer für die veränderliche Wellenlänge. Die beiden Empfänger wirkten je auf ein Telephon, die beiden Telephone waren zu einem Kopftelephonpaar vereinigt. Wenn die Intensität der beiden Zeichen gleich groß und in beiden Empfängern derselbe niederfrequente Schwebungston eingestellt war, so hörten sich die Zeichen an wie ein einziges Zeichen in einem Empfänger. Beim Vorhandensein von Schwunderscheinungen bekam man den Eindruck, daß die Zeichen bald mit dem einen, bald mit dem anderen Ohr gehört wurden, da die Schwunderscheinungen

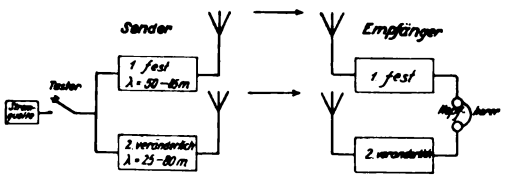


Bild 1.

für die beiden Wellenlängen nicht zusammenfielen. In jedem anderen Fall war es leicht zu entscheiden, welches Zeichen das stärkere war.

Bei den Versuchen kam es dem Verfasser hauptsächlich darauf an, die Grenzwellenlänge (cut-off-wavelength) festzustellen, d. h. die minimale Wellenlänge, die auf die benützte Entfernung noch einen brauchbaren Empfang gab.

Die Verhältnisse liegen ja bekanntlich folgendermaßen. Bei einer bestimmten Wellenlänge sind die Wege der Strahlen, die unter verschiedenen Abgangswinkeln von einem nach jeder Richtung gleichmäßig strahlenden Sender ausgesandt werden, ungefähr von

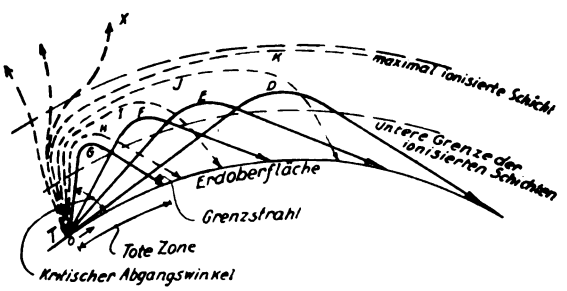


Bild 2.

der Art, wie sie in Bild 2 gezeichnet sind (vom Verfasser entnommen aus W. G. Baker und C. W. Rice, Journ. A. J. E. E. **45**, 535—539, 1926). Der Grenzstrahl *(TG)* ist derjenige zur Erde zurückgekrümmte Strahl, der in einem minimalen Abstand vom Sender zur Erde zurückgelangt. Die Strahlen mit kleineren oder größeren Abgangswinkeln kommen in größeren Entfernungen zur Erde zurück, falls sie nicht, wie die Strahlen mit sehr großem Abgangswinkel *(TX)* durch die ionisierte Schicht hindurch in den Weltraum gelangen. Die Reichweite des Grenzstrahls ist die äußere Grenze der toten Zone. Die tote Zone ist aber nicht identisch mit dieser Reichweite, wenn man unter toter Zone die Strecke versteht, auf der man überhaupt keine Zeichen bekommt. Die Ausdehnung dieser toten Zone hängt noch von der Reichweite der Bodenwelle ab.

Digitized by Google

Die Lage des Grenzstrahls ist unter sonst gleichen Umständen je nach der Wellenlänge verschieden, wie es Bild 3 schematisch darstellt. Befindet sich der Empfänger an der Stelle *R*, so würde eine Welle mit der Wellenlänge 40 m in ihm kräftige Signale geben, während ihn eine Welle mit 35 m überhaupt nicht

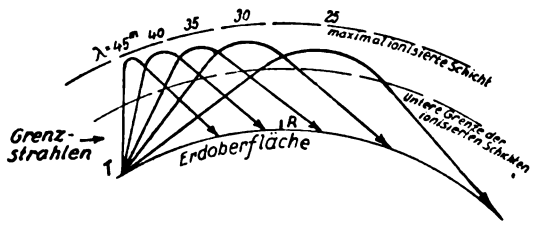


Bild 3.

treffen würde. Man kann also die Wellenlänge des Grenzstrahls dadurch bestimmen, daß man im Sender die Wellenlänge allmählich verkleinert, bis im Empfänger die Zeichen verschwinden. Dabei muß die

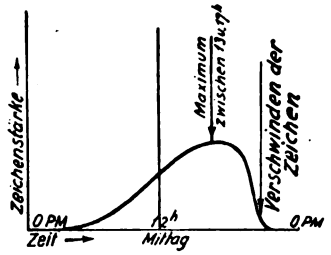


Bild 4.

Leistung des Senders so gering sein — bei den Versuchen des Verfassers nur 50 Watt —, daß die Bodenwelle keinen merkbaren Einfluß auf den Empfänger hat. Im übrigen ist die Bodenwelle von der Luftwelle

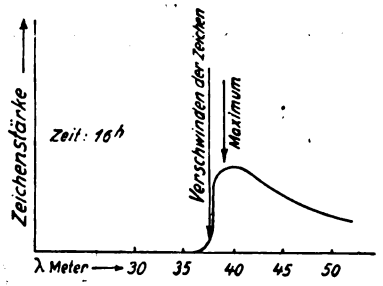


Bild 5.

leicht zu unterscheiden; die Intensität der Bodenwelle ist auch bei kurzen Wellen konstant, während diejenige der Luftwelle fast stets rasche und starke Schwankungen der Amplitude zeigt.

Bestimmt man nach dem angegebenen Verfahren die mittlere Intensität der Zeichen für eine bestimmte Wellenlänge in Abhängigkeit von der Tageszeit, so erhält man Kurven wie diejenige von Bild 4, d. h. die Zeichen werden von einer bestimmten Nachtzeit an verschwinden. Ändert man umgekehrt zu einer bestimmten Tageszeit die Wellenlänge des Senders, so gibt es stets eine minimale Wellenlänge, bei der die Zeichen unmerklich werden, nur 1—2 m über dieser minimalen Wellenlänge liegt in der Regel diejenige, bei der die Zeichenstärke ein Maximum wird (vgl. Bild 5). Der Verfasser hat nun durch ausgedehnte Messungen über einen längeren Zeitraum bestimmt, wie die Wellenlänge, bei der die Zeichen verschwinden bzw. eben noch zu erhalten sind, von der Tages- und Jahreszeit abhängt und die Ergebnisse in Kurven aufgetragen. Dabei zeigt sich, daß in dem Zeitraum dieser Versuche die geringste Wellenlänge (ca. 28 m), bei der die Zeichen auf die Entfernung von 100 km zu erhalten waren, im Oktober etwa zwischen 12 und 14 Uhr erreicht wurde.

J. Zenneck.

A. Bailey, S. W. Dean und **W. T. Wintringham.** Das Empfangssystem für die drahtlose transatlantische Telephonie mit langen Wellen. (The receiving system for long-wave transatlantic radio telephony.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 1645—1705, 1928. (Aus der Entwicklungs- und Forschungs-Abteilung der American Telephone & Telegraph Co.)

Der Zweck der sehr eingehenden Arbeit ist hauptsächlich der, die Gesichtspunkte zu erörtern, die bei der Wahl und Konstruktion des Empfangs-Antennensystems für die transatlantische Telephonie zwischen England und Amerika maßgebend waren.

1. Wahl der Frequenz.

In der Einleitung wird die Frage besprochen, nach welchen Gesichtspunkten die Frequenz zu wählen ist. Während früher der einzige Gesichtspunkt die Stärke der aufgenommenen Zeichen war, ist seit Einführung der Verstärker bestimmend das Verhältnis Zeichen: Störung („signal - to - noise ratio") in der Empfangsstation. Es sind also alle Faktoren, die dieses Verhältnis bestimmen, z. B. die Absorption der Wellen auf dem Weg vom Sender zum Empfänger oder die Häufigkeit von Störungen an der Stelle des Empfängers sorgfältig zu berücksichtigen. Unabhängig ist man in der Wahl der Frequenz natürlich nicht mehr, sondern man ist von vornherein auf die Frequenzgebiete beschränkt, die noch frei sind.

Tatsächlich hat die Erwägung aller in Betracht kommenden Gesichtspunkte zu der Wahl einer Frequenz in der Nähe von 60 000/sec ($\lambda = 5000$ m) geführt.

2. Die Wahl der Empfangsstelle.

Bekanntlich wurde die Empfangsstation von River Head auf Long Island nicht weit von New-York nach Houlton (Maine) übergeführt. Dadurch wurde einmal erreicht, daß die Entfernung vom Sender in England kleiner wurde, außerdem sind aber die Störungen im Maine viel geringer als auf Long Island. Wie Messungen gezeigt haben, ist die Verbesserung besonders groß in der Mitte des Sommers, wo die Störungen überall besonders stark sind, und in der Mitte des Winters, wo die Zeichen besonders schwach sind. Ueberschlägt man die Wirkung des Uebergangs von Long Island nach Maine, so ist der Vorteil ungefähr derselbe, wie wenn man die Leistung des Senders in England auf das 50fache gesteigert hätte.

Digitized by Google

3. Wahl des Antennensystems für den Empfänger.

Die Richtcharakteristik der verschiedenen Antennenformen ist in Bild 1 für gleiche Bedingungen dargestellt. Beigeschrieben ist die Störempfindlichkeit (*St.E.* = „noise reception factor"), die für die

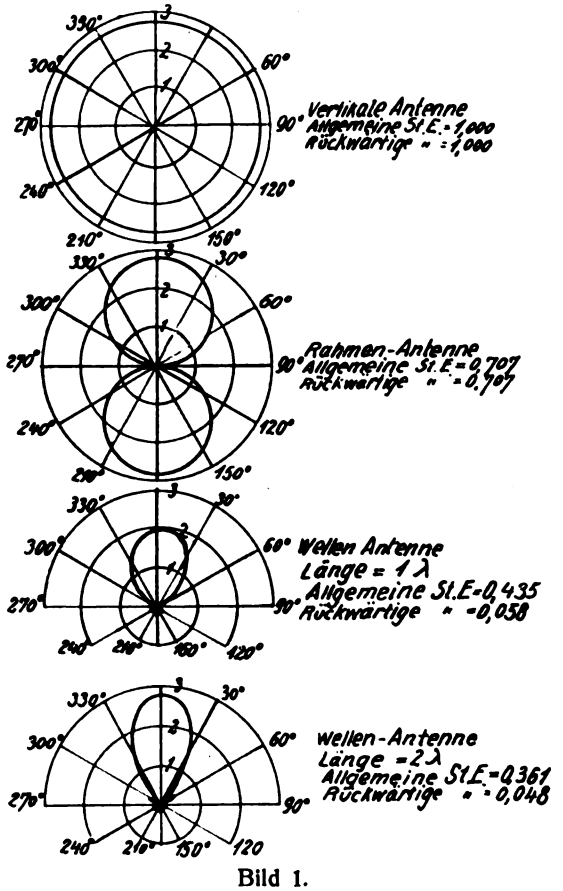


Bild 1.

Wahl des Antennensystems besonders wichtig ist. Gemeint ist damit der Strom, den man von den Störungen in der betreffenden Antenne bekommt im Verhältnis zu demjenigen, den dieselben Störungen in einer vertikalen Antenne hervorrufen unter der Voraussetzung, daß sie gleichmäßig von allen Seiten kommen und daß der Strom, den die Zeichen erzeugen, derselbe ist wie bei der in Frage stehenden Antenne für die günstigste Empfangsrichtung. Nach diesen Zahlen ist die Wellen-(Beverage-)Antenne bei weitem am günstigsten. Sie hat außerdem für die Telephonie mit verhältnismäßig niedriger Frequenz den Vorteil, daß sie aperiodisch, also nicht frequenzempfindlich ist.

4. Die Wellen-(Beverage-)Antenne.

Zuerst werden die charakteristischen Konstanten einer solchen Antenne definiert und Methoden angegeben, um sie zu messen. Unter diesen Konstanten ist auch die wirksame Höhe (h_{eff}) einer Wellen-Antenne. Sie wird in folgender Weise definiert. Man denke sich an die Impedanz am einen Ende der Antenne eine Spannung V angelegt, die denselben Strom

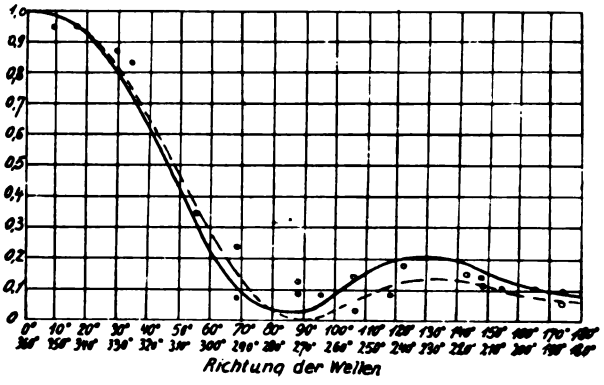


Bild 2.
Länge 4,45 km. Höhe über dem Boden 0,008 km.
Frequenz = $60 \cdot 10^3$/sec. Wirksame Höhe = 0.235 km.

am anderen Ende ergibt wie die aufzunehmende Welle. Die vertikale Komponente des elektrischen Feldes dieser Welle sei E_v. Dann ist $h_{eff} \cdot E_v = V$, wenn angenommen werden darf, daß die Richtung des elektrischen Feldes an der Erdoberfläche jedenfalls sich nicht sehr viel von der Vertikalen entfernt. Tatsächlich hängt diese wirksame Höhe von Wellenantennen nicht nur von den Dimensionen der Antenne, sondern auch von der Beschaffenheit des Bodens ab, da für den Strom in der Wellenantenne bekanntlich maßgebend die Horizontalkomponente des elektrischen Feldes ist.

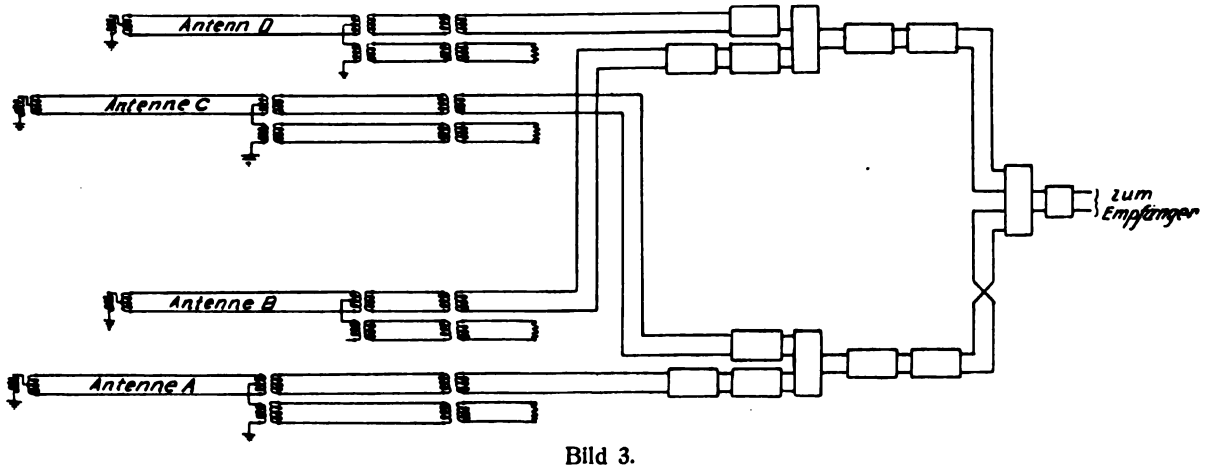


Bild 3.

Durch die Beschaffenheit des Bodens ist aus diesem Grunde auch die Richtwirkung einer solchen Antenne mit bestimmt. Man erhält sie experimentell, indem man die wirksame Höhe der Antenne für die verschiedenen Richtungen der ankommenden Wellen bestimmt

Digitized by Google

und ihr Verhältnis zu der wirksamen Höhe für die Empfangsrichtung in Abhängigkeit von der Richtung der Welle aufträgt. Eine solche Richtcharakteristik ist z. B. Bild 2 für eine Wellenantenne in Houlton. Darin — und in den folgenden Bildern — bedeutet die ausgezogene Kurve die berechneten Werte, die vollen Kreise beziehen sich auf Messungen zwischen 0 und 180° und die leeren Kreise zwischen 180 und 360°.

5. Antennenkombinationen.

Das Antennensystem in Houlton (Bild 3) besitzt tatsächlich zwei Antennenpaare. Die Antennen *A*—*B*, ebenso *C*—*D* bilden je eine Längsreihe (longitudinal

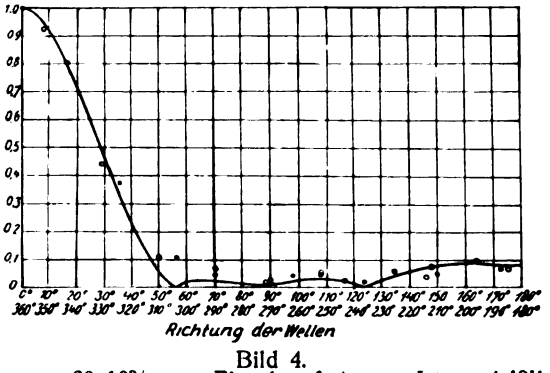


Bild 4.
Frequenz 60·10³/ sec. Einzelne Antenne: Länge 4,49 km. Höhe über dem Boden: 0,008 km. Kombination: Seitlicher Abstand der beiden Antennen = 3,014 km.

array") und die Antennen *A*—*C* bzw. *B*—*D* eine Querreihe („lateral array"), wobei das Bild nicht maßstäblich ist — die Antennen müßten viel länger gezeichnet sein —. Die übrigen in das Schema von Bild 3 eingetragenen Teile haben den Zweck, dafür zu

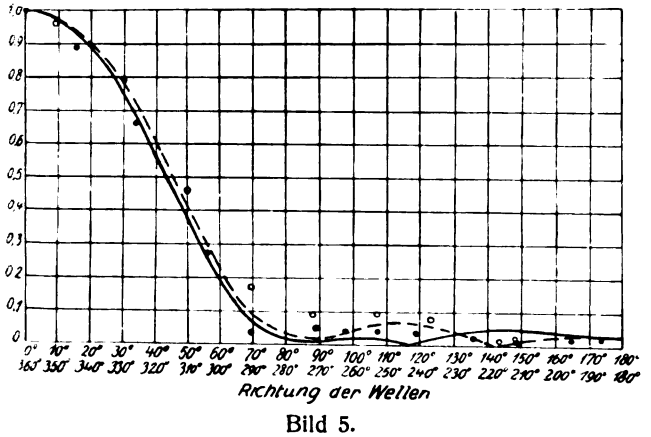


Bild 5.
Frequenz: 60·10³/sec. Einzelne Antenne: Länge 4,49 km. Höhe über dem Boden 0,008 km. Kombination: Längsabstand der beiden Antennen 1,518 km, seitlicher Abstand der beiden Antennen 0,350 km.

sorgen, daß die von den einzelnen Antennen kommenden Ströme im Empfänger sich mit der richtigen Amplitude und Phase vereinigen.

Durch solche Antennen-Kombinationen kann die Richtwirkung und damit auch das Verhältnis Zeichen: Störung gegenüber einer einzelnen Antenne erheblich verbessert werden, vorausgesetzt, daß die Längs- bzw. Querentfernung der Antennen voneinander einen erheblichen Teil einer Wellenlänge beträgt.

Was man mit solchen Antennen-Kombinationen an Verbesserung der Richtwirkung erreicht, mögen die folgenden Beispiele zeigen: Bild 4 bezieht sich auf zwei parallele Antennen von je ungefähr derselben Eigenschaft wie diejenige von Bild 2, beide nebeneinander in einem seitlichen Abstand von 3,014 km. Aehnlich ist in Bild 5 die Richtcharakteristik von zwei parallelen Antennen wie diejenigen von Bild 4, aber beide hintereinander mit einem Längszwischenraum von 1,518 und außerdem einem seitlichen Abstand von 0,350 km. Die Antennen-Kombination von vier Antennen nach Bild 3 ergibt das polare Richtdiagramm von Bild 6, worin der gestichelte rückwärtige Teil 10fach überhöht ist. Die Richtwirkung ist also eine ausgezeichnete.

6. Der Empfänger.

Die Feldstärke des aufzunehmenden Senders schwankt zwischen 400 und 0,4 $\mu V/m$ je nach der Jahres- und Tageszeit. Mit einem so großen Bereich von Feldstärken muß also der Empfänger fertig werden. Legt man die minimale Feldstärke zu-

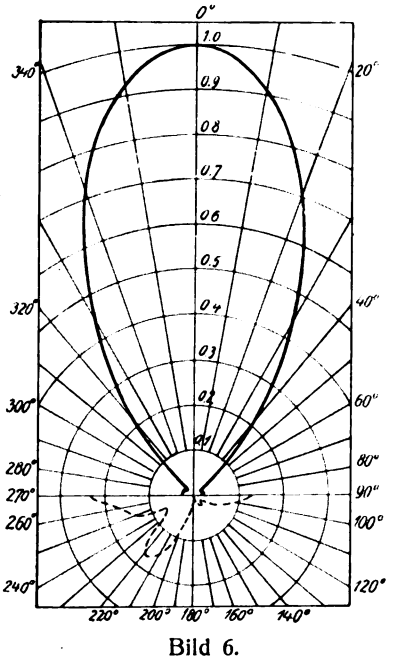


Bild 6.

grunde, so würde diese bei Verwendung einer Antenne ungefähr $3{,}7 \cdot 10^{-7}$ μW dem Empfänger liefern. Was der Empfänger tatsächlich braucht, ist ungefähr 100 μW. Die Leistung muß also auf das $3 \cdot 10^8$ fache (84 *TU*) erhöht werden. Dabei bestehen noch erschwerende Nebenbedingungen, da die Empfangsstation im Bereich einer großen Zahl von amerikanischen Stationen liegt, deren Feldstärke an der Stelle des Empfängers diejenige des Senders in England zum Teil weit übertrifft.

Da bei der transatlantischen Telephonie mit unterdrückter Trägerwelle und unterdrücktem einem Seitenband gearbeitet wird, so bestand die weitere Aufgabe, die Frequenz des Generators, der im Empfänger die Trägerfrequenz wieder zuführt, bis auf ca. 20/sec konstant zu halten. Eine Erhöhung oder Erniedrigung der Sprechfrequenz um mehr als ca. 20/sec beeinflußt erfahrungsgemäß die Verständlichkeit schon ungünstig. —

Der Arbeit sind vier theoretische Anhänge beigegeben: 1. über die Wellen-Antennen, 2. über Antennen-Kombinationen, 3. die Neigung der Wellenfront

Digitized by Google

in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit des Erdbodens, 4. die Statistik der gemeinsamen Wirkung von drahtlosen Telegraphie-Sendern mit einem beschränkten Frequenzbereich auf eine bestimmte Empfangsstation.

J. Zenneck.

V. Zworykin. Elektrische Bildübertragung. (Facsimile picture transmission.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 536—550, 1929. (Aus dem Forschungs-Laboratorium der Westinghouse El. Man. Co., Pittsburgh-East.)

Die Absicht war, einen Apparat zur elektrischen Bildübertragung durch Rundfunk zu schaffen, der leistungsfähig, aber doch auch von Nichtfachleuten zu bedienen sein sollte.

1. Optische Anordnung.

Die optische Anordnung des Senders zeigt Bild 1. Das Licht einer kleinen Glühlampe wird durch ein sehr lichtstarkes optisches System auf ein Diaphragma und dieses auf die Trommel, auf der sich das zu übertragende Bild befindet, abgebildet. Der Motor, der diese Trommel mittels einer Übersetzung dreht, treibt auch die Scheibe, die zur regelmäßigen Unterbrechung des auf die Trommel auffallenden Lichtes dient. Das Bild des Diaphragmas auf der Trommel befindet sich im Brennpunkt eines Parabolspiegels, der das von dem Bild diffus reflektierte Licht unter Vermittlung eines Planspiegels auf die lichtelektrische Zelle wirft.

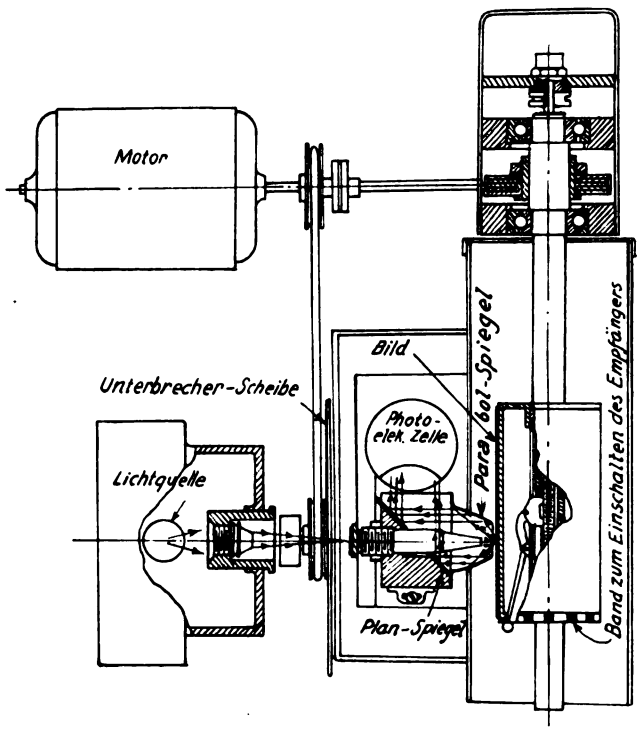


Bild 1.

2. Die lichtelektrische Zelle.

Sie besitzt als Kathode einen Belag von Magnesium-Caesium und eine Argon-Füllung. Die aus der lichtempfindlichen Kathode austretenden Elektronen werden durch die angelegte Spannung so beschleunigt, daß sie das Argon ionisieren. Es wird dadurch der Strom, den die Zelle liefert, gegenüber einer Hochvacuum-Zelle viele Male verstärkt, ohne daß die Proportionalität des Stroms mit der Intensität des auffallenden Lichtes zerstört würde.

3. Verstärker.

Da der Strom der lichtelektrischen Zelle nur etwa $^1/_{20} \cdot 10^{-6}$ Amp. beträgt, so muß er verhältnismäßig hoch verstärkt werden, ehe er zur Modulation des Rundfunk-Senders verwendet wird. Die gewählte Anordnung, die mit zwei Schutzgitter-Röhren arbeitet, ist aus Bild 2 zu ersehen. Die nutzbare Spannung, die die 3. Röhre in ihrem Anodenkreis liefert, ist ungefähr 40 Volt und reicht damit für die Modulation des Senders vollkommen aus.

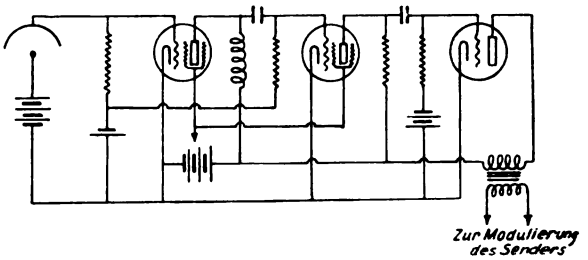


Bild 2.

4. Empfänger.

Der Empfänger ist im wesentlichen die Umkehrung des Senders. Durch den Empfangsstrom wird das Licht einer Glimmlampe gesteuert, das durch ein optisches System auf einer mit der Sende-Trommel synchron laufenden Trommel mit Brom-silber-Papier abgebildet wird. Die Anordnung ist in Bild 3 wiedergegeben und wohl ohne weiteres verständlich.

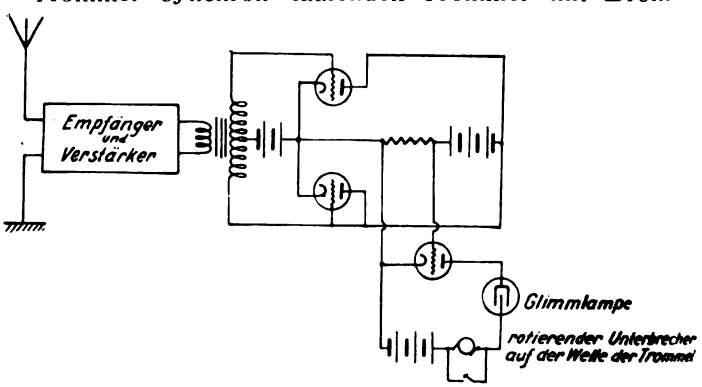


Bild 3.

Da man ein Positiv, nicht ein Negativ des übertragenden Bildes erhalten will, so muß erreicht werden, daß die Glimmlampe im Empfänger dann geschwächt wird, wenn im Sender eine helle Stelle des Bildes unter dem Lichtbündel vorbeigeht. Diese Art Umkehrung wird durch die Anordnung (Bild 3) in der folgenden Weise bewerkstelligt. Die beiden in Gegentaktschaltung befindlichen Röhren sind so vorgespannt, daß der Strom im Anodenkreis, wenn kein Zeichen eintrifft, praktisch null ist. Sobald nun eine helle Stelle des Bildes übertragen und damit die Amplitude der im Empfänger ankommenden Wellen groß wird, so wird der Anodenstrom verstärkt. Infolge davon bekommt das Gitter der 3. Röhre eine Spannung, die so gerichtet ist, daß sie den Strom in ihrem Anodenkreis und damit auch denjenigen in der Glimmlampe schwächt.

Digitized by Google

Man kann die Umkehrung auch in den Sender verlegen. Als Vorteile der Umkehrung im Empfänger macht der Verfasser folgendes geltend. Wenn es sich um Bilder handelt, bei denen der größte Teil der Fläche weiß ist (Zeichnungen, Druck, Maschinenschrift), so würde die Umkehrung im Sender ungünstiger sein. Denn jede atmosphärische Störung würde auf dem übertragenen Bild einen schwarzen Punkt hervorrufen, während bei Umkehrung im Empfänger ein weißer Fleck entsteht, der bei vorwiegend weißer Fläche gar nichts oder weniger schadet.

5. Gleichlauf.

Ein Gleichlaufen der Trommel des Senders und Empfängers wird einmal dadurch bewerkstelligt, daß

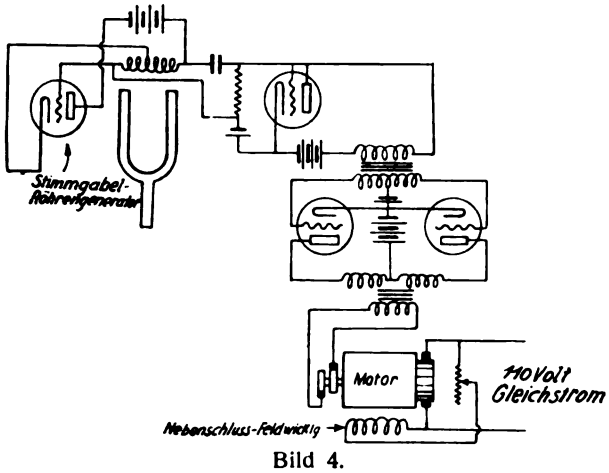


Bild 4.

an beiden Stellen ein Stimmgabel-Röhrengenerator von der Frequenz 70/sec bei möglichst konstanter Temperatur den Motor steuert. Bild 4 zeigt, wie der Strom des Stimmgabel-Generators nach entsprechender Verstärkung auf den Motor wirkt, der nach Art eines Einanker-Umformers eine Wicklung wie ein Synchron-Motor und eine andere, wie ein Gleichstrom-Motor besitzt. Die Leistung liefert zum weitaus größten Teil der Gleichstrom in der Gleichstromwicklung. Nur die Steuerung der Drehzahl bewirkt der Strom des Stimmgabel-Generators.

Außerdem wird aber der Stimmgabel-Generator des Empfängers in regelmäßigen Zwischenräumen vom Sender aus reguliert. Der Verfasser sagt darüber nur folgendes: Die Stimmgabeln sind so abgeglichen, daß nur eine Schwebung in 20 sec oder mehr zwischen ihnen eintritt. Diese Bedingung ist leicht aufrecht zu erhalten. Die Stimmgabel im Empfänger wird dann bei jeder Umdrehung der Bildtrommel, d. h. alle $^1/_7$ sec, durch einen Impuls von ungefähr der Dauer einer halben Periode korrigiert. Der Impuls wird in derselben Weise übermittelt wie das Bild selbst, aber auf dem Rande des Papiers, damit die Übertragung des Bildes nicht gestört wird.

6. Rahmen und Einschalten.

Der Verfasser beschreibt dann die Methode, um das Bild auf die richtige Stelle des Bromsilber-Papiers zu bringen („Rahmen" des Bildes), und außerdem das automatische Einschalten des Empfängers. Dem letzteren Zweck dient auf der Sendertrommel ein Band von schwarzen und weißen Punkten, die in Bild 1 zu sehen sind. Wenn sie am Anfang der Uebertragung an dem Lichtbündel vorbeilaufen, erhält man im Empfänger einen Wechselstrom der entsprechenden Frequenz. Dieser wirkt auf ein abgestimmtes Relais, das den Empfänger einschaltet.

7. Leistung des Apparates.

Die Umlaufgeschwindigkeit der Trommel beträgt 140 cm/sec, der Vorschub 0,04 cm für eine Umdrehung. Es werden also in der Minute ungefähr 330 cm² bestrichen. Handelt es sich um die Übertragung von Druck- oder Maschinenschrift, so bedeutet, daß ungefähr 630 Worte in der Minute übertragen werden. Das normale Bild 12,5×20 cm² beansprucht 48 sec.

Die Güte der übertragenen Bilder scheint nach einer beigegebenen Probe sehr befriedigend zu sein.

J. Zenneck.

P. P. Eckersley, T. L. Eckersley und H. L. Kirke. Die Konstruktion von Sendeantennen für Rundfunkstationen. (The design of transmitting aerials for broadcasting stations.) Journ. Inst. Electr. Eng. **67**, S. 507—526, 1929.

Der erste Teil behandelt die Frage nach der besten Antenne für Rundfunksender. Die Aufgabe einer derartigen Antenne unterscheidet sich wesentlich von der einer Sendeantenne für Fernverkehr. Beim Rundfunk soll der Empfang in einem ununterbrochenen Kreisgebiet um den Sender möglichst stark und störungsfrei sein. Da bei gegebener Wellenlänge und Antennenart in einer gewissen Entfernung vom Sender Schwankungen der Empfangsstärke (Fading) infolge Interferenz der Bodenwelle und Raumwelle auftreten, deren relative Stärke von der Senderleistung unabhängig ist, so läßt sich der ungestörte Empfangsbereich durch Erhöhung der Senderleistung allein nicht vergrößern, vielmehr muß das Verhältnis von Bodenstrahlung zu Raumstrahlung vergrößert werden.

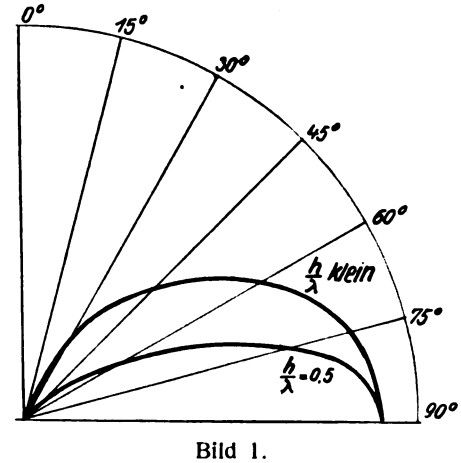


Bild 1.

Die theoretischen Untersuchungen zeigen, daß dieses Verhältnis umso größer sich ergibt, je höher die Antenne ist.

Derartige Untersuchungen waren u. a. von S. T. Ballantine ausgeführt worden. (Proc. Inst. Rad. Eng. **12**, 823—832, 1924 ref., ds. Ztschr. **26**, 17, 1925). Bild 1 zeigt Strahlungsdiagramme für eine $\lambda/_4$-Antenne und für eine $\lambda/_2$-Antenne; man erkennt, daß bei gleicher Intensität der Bodenwelle die Gesamtstrahlung umso kleiner ausfällt, je höher die Antenne im Vergleich zur Betriebswellenlänge ist. In Bild 2 ist nach den Berechnungen von Ballantine der Wert des Strahlungswiderstandes und des Verhältnisses

Digitized by Google

$E/\sqrt{P}$ (E Feldstärke der Bodenwelle, P gesamte Strahlungsleistung) in Abhängigkeit von λ/λ_0 (λ Betriebswellenlänge, λ_0 Eigenwellenlänge der geerdeten $\lambda/4$-Antenne) aufgetragen. Da bei Antennen $>\lambda/2$ Phasenumkehr des Stromes auftritt, so fallen die Kurven

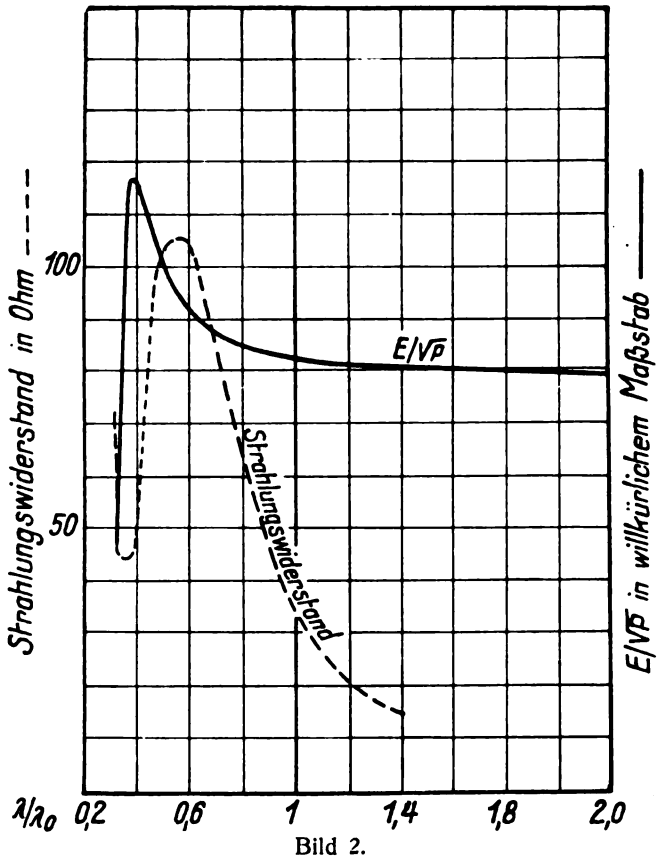


Bild 2.

für Werte $\lambda/\lambda_0 > 0{,}5$ wieder ab. Will man daher für die vorliegende Aufgabe Antennen $>\lambda/2$ verwenden, so muß durch geeignete Schaltung (Phasenumkehrspulen) dafür gesorgt werden, daß die einzelnen $\lambda/2$-

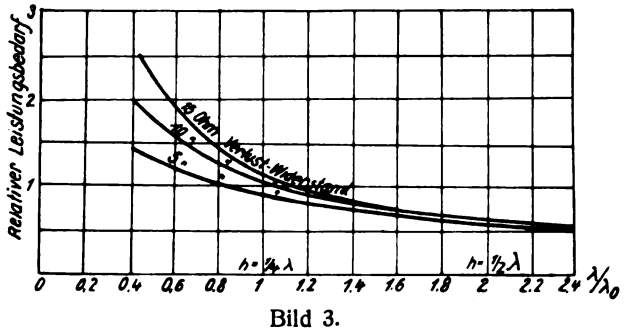


Bild 3.

Abschnitte gleichphasige Strömung aufweisen; diese Aufgabe hat C. M. Franklin für kurze Wellen gelöst, bei den längeren Wellen des Rundfunks ergaben sich zunächst noch Schwierigkeiten. Praktisch wird man bei den Wellenlängen des Rundfunks ($\lambda = 200$ bis 550 m) über $\lambda/2$-Antennen nicht hinausgehen, da sonst die erforderlichen Türme zu hoch und zu teuer werden.

Bild 3 zeigt, wie für eine vorgeschriebene Feldstärke am Boden der Leistungsbedarf umso kleiner ist, je größer das Verhältnis λ/λ_0; die Kurven beziehen sich auf drei verschiedene Werte des Verlustwiderstandes der Antennen.

In Bild 4 bezeichnen die Ordinaten das die Interferenzerscheinungen bestimmende Verhältnis von Raumwelle zu Bodenwelle, berechnet unter der Annahme einer Heaviside-Schicht in 100 km Höhe. Man erkennt, daß die Interferenzzone umso später in Erscheinung tritt, je größer λ/λ_0.

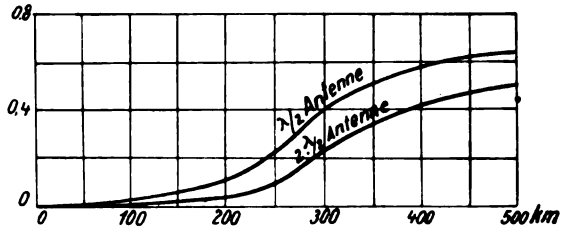


Bild 4.

Diese theoretischen Überlegungen konnten durch Versuche der British Broadcasting Corporation gemeinsam mit dem englischen Luftfahrt-Ministerium experimentell bestätigt werden. Bei diesen Versuchen wurde eine Lineartenne mittels eines Fesselballons hochgezogen. Die Wellenlänge betrug 288 m, der fahrbare Röhrengenerator hatte

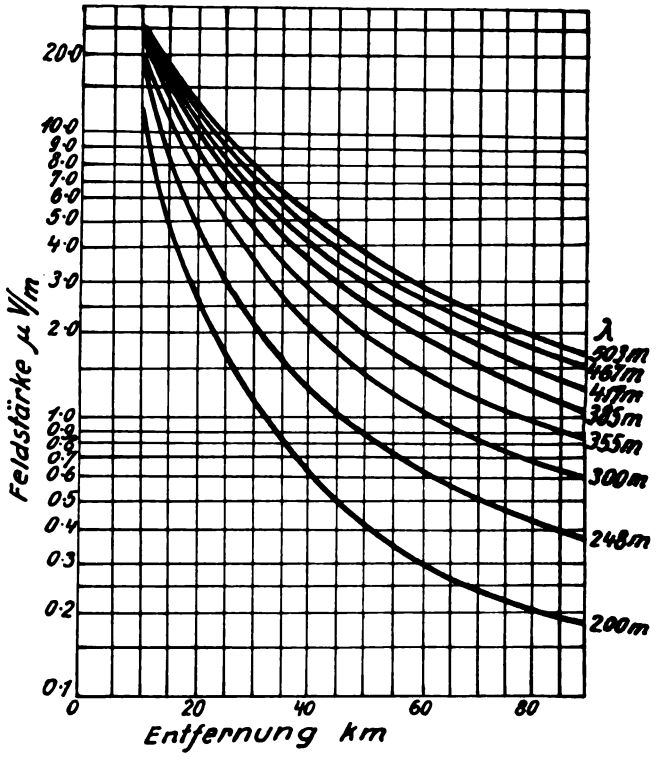


Bild 5.

1 kW Leistung. Die Bestimmung der Stromstärke erfolgte mittels eines in den Strombauch eingeschalteten Amperemeters, welches bei der $\lambda/2$-Antenne durch ein Fernrohr abgelesen wurde.

Der zweite Teil der Arbeit behandelt die Abnahme der Feldstärke mit der Entfernung. Ausgehend von der Theorie von Sommerfeld wird zunächst ein graphisches Verfahren mitgeteilt, welches Schwächungskurven für beliebige Wellenlängen (im Rundfunkbereich) zu konstruieren gestattet, wenn eine derartige Kurve für eine Wellenlänge vorliegt. Verschiedene Werte der Bodenleitfähigkeit lassen sich

Digitized by Google

berücksichtigen, indem man die Wellenlänge mit einem Umrechnungsfaktor multipliziert. Es wurden in der nördlichen Gegend von London Feldstärkekurven für die Wellenlängen 200—500 m und für Entfernungen bis 100 km aufgenommen und die Giltigkeit der Transponierungskonstruktion nachgewiesen. Für die Leitfähigkeit des Erdbodens ergab sich aus den Messungen ein Wert von 10^{-13} elmg. Einheiten. Zum Schluß werden berechnete Kurvenschaaren über die Feldstärkeabnahme mitgeteilt, welche die „Reichweite" einer Rundfunkanlage für verschiedene Antennengrößen zu beurteilen gestatten. Bild 5 sei als Beispiel wiedergegeben. E. Mauz.

A. Meißner. Sendeantennen für den Rundfunk. (Transmitting antennas for broadcasting.) Proc. Inst. Rad. Eng. **17**, 1178—1184, 1929.

Unter Hinweis auf die Arbeit von P. P. Eckersley, T. L. Eckersley und L. H. Kirke (vergl. das vorangehende Referat) berichtet Meißner über die Entwicklung der Sendeantennen für den Rundfunk, insbesondere in Deutschland. Als Forderung stellt er auf: höchste Wirtschaftlichkeit und größten Sendebereich; der brauchbare Sendebereich soll frei von Interferenzstörungen sein, die Zone der Interferenzstörungen soll möglichst schmal sein. Bei den früher üblichen Rundfunk-Sendeantennen von $\lambda/4$ Höhe ergaben sich für 400—500 m Wellenlänge bereits in Entfernungen von 100—120 km Interferenzen

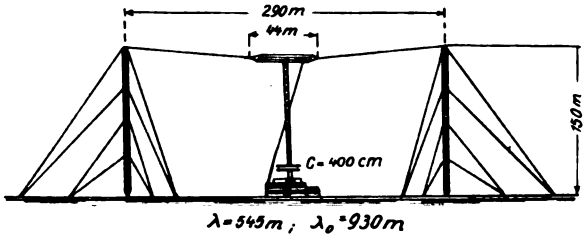


Bild 1.

zwischen Bodenwelle und Raumwelle. Um das Intensitätsverhältnis zwischen Raumwelle und Bodenwelle und damit die Stärke der Interferenzstörungen zu verringern, wurden in neuerer Zeit $\lambda/2$-Antennen benutzt.

Um Feldstörungen durch die Antennenmaste zu vermindern, müssen dieselben gegen Erde isoliert und gegen die Senderwelle verstimmt sein. Da die Eigenwelle eines isolierten Metallmastes etwa gleich der doppelten Höhe ist, so muß man die Maste niedriger als $\lambda/2$ machen.

Die Versuche mit $\lambda/2$ Antennen für Rundfunksender wurden bei Telefunken erstmalig im Jahre 1926 in Angriff genommen und später gemeinsam mit dem Telegraphentechnischen Reichsamt (Reichspostzentralamt) fortgesetzt.

Die Arbeit berichtet sodann über die Antenne des von Telefunken erbauten Rundfunksenders in Budapest. Bild 1 gibt die Anordnung dieser Antenne wieder, deren Eigenwelle 930 m beträgt und die als $\lambda/2$ Antenne eine Welle von 545 m ausstrahlt. Bild 2 zeigt das Strahlungsdiagramm; dasselbe ist durch den Einfluß der beiden Maste in der Richtung der Verbindungslinie der Maste gestreckt; diese Verzerrung ist im vorliegenden Falle günstig, da sie das Diagramm der Form der Landesgrenze anpaßt. Bemerkenswert sind die geringen Fadingerscheinungen beim Budapester Sender; erst in 150 km m Entfernung beginnen schwache Interferenzen.

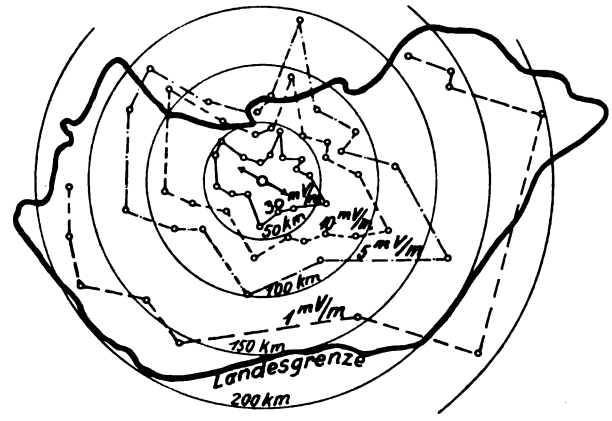


Bild 2.

Zum Schluß wird noch die Frage aufgeworfen, ob eine horizontale Antenne mit Energieleitung einer vertikalen Antenne überlegen ist. Nach gemeinsamen Versuchen mit dem Reichspostzentralamt (1926)

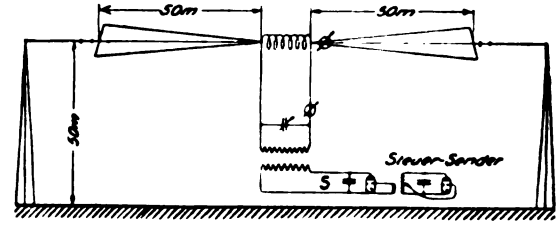


Bild 3.

zeigten sich horizontale Antennen (Bild 3) im Rundfunkwellenbereich bis zu 300 m den vertikalen überlegen; die Antennen waren in einer Höhe von etwa $\lambda/4$ über dem Boden aufgehängt. Die Ueberlegenheit bestand sowohl in Richtung der Antenne wie auch senkrecht dazu. E. Mauz.

L. S. Palmer und **L. Ley K. Honeyball.** Die Wirkungsweise einer reflektierenden Antenne. (The action of a reflecting antenna.) Journ. Inst. Electr. Eng. **67**, 1045—1051, 1929, Nr. 392.

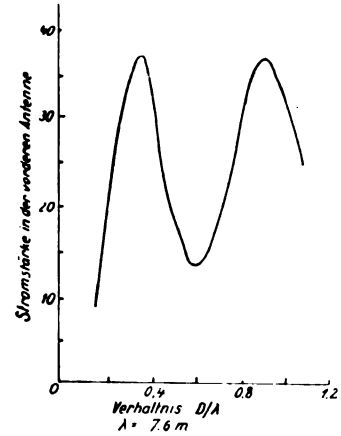


Bild 1.

Die Arbeit befaßt sich mit den Stromstärken in zwei auf einen Sender abgestimmten Antennen (Hertzschen Dipolen), deren gegenseitiger Abstand D kleiner

Digitized by Google

als eine Wellenlänge ist, während der Abstand vom Sender viele Wellenlängen beträgt. Die im ersten Teil entwickelte Theorie ergibt für den Fall der Längslage („endon" position), bei der sich die Antennen in einer Ebene mit dem Sender befinden, Strommaxima in der vorderen Antenne für $D = 0{,}33\ \lambda$ und $0{,}85\ \lambda$, ein Stromminimum für $D = 0{,}60\ \lambda$, (vgl. die experimentell erhaltene Kurve von Bild 1); für die hintere Antenne ergibt sich ein Strommaximum bei $D = 0{,}16$ (vgl. Bild 2). Die maximale Strahlwirkung des Systems nach vorne tritt ein für Werte D zwischen $0{,}16\ \lambda$ und $9{,}33\ \lambda$ (vgl. die Arbeiten von Tatarinoff ds. Zts. **28**, 117, 1926 und Gresky ds. Zs. **32**, 149, 1928, welche hierfür als Optimum $D = 0{,}20\ \lambda$ finden); in diesem Gebiet findet jedoch nicht gleichzeitig die beste Abschirmung nach rückwärts statt. Für die Querlage („broadside" position), bei

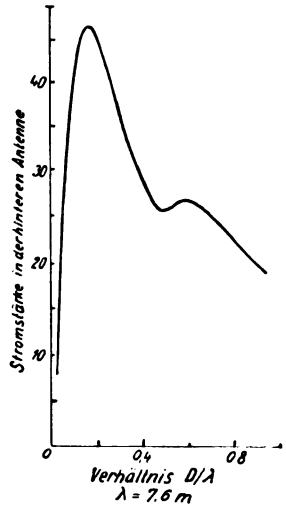


Bild 2.

der die Ebene der Antennen senkrecht steht auf der Richtung zum Sender, ergibt sich ein Strommaximum für $D = 0{,}71\ \lambda$. Allgemein gibt die Gleichung $\operatorname{tg} a\,(1+\cos\beta) = (a^2-1)/a$ die Extremwerte des Stromes, wobei $a = 2\pi D/\lambda$, und β den Winkel zwischen der Verbindungslinie der Antennen und der Richtung zum Sender bedeutet.

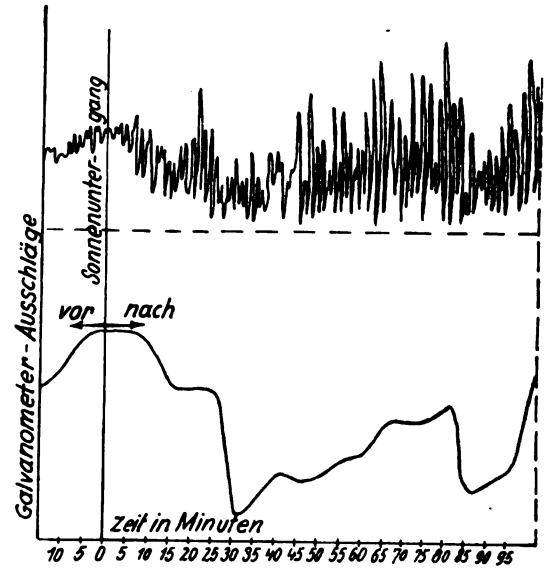
Im experimentellen Teil werden die theoretischen Ergebnisse mit einem Kurzwellensender bei Wellenlängen von 6—8,5 m nachgeprüft. Die erhaltenen Kurven, von denen in Bild 1 und 2 zwei wiedergegeben sind, zeigen gute Übereinstimmung mit der Theorie. E. Mauz.

R. C. Colwell. Schwunderscheinungen und Wetter. (Fading curves and weather conditions.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 143—148, 1929.

Der Verfasser hat April und Mai 1927 die Station KDKA der Westing House Co. in Pittsbourgh mit einem Empfänger in Morgantown (West-Virginia) aufgenommen, und zwar kurz vor und nach Sonnenuntergang. Die Aufnahme erfolgte mit einem registrierenden Galvanometer. Aus den aufgezeichneten Kurven wurde dann je der Mittelwert der Intensität während 5 Minuten genommen und der zeitliche Verlauf dieser mittleren Intensität durch Kurven dargestellt. Aufnahmen dieser Art vom 13. Mai 1927 an einem klaren, kühlen Tag sind in der Figur wiedergegeben. Die oberste Kurve ist die vom Galvanometer aufgezeichnete, die untere diejenige des fünfminutlichen Mittelwerts.

Aus den zahlreichen Aufnahmen lassen sich folgende allgemeine Schlüsse ziehen:

1. Die Schwankungen der Tagesintensität sind größer an klaren als an wolkigen Tagen.



2. Die Empfangsintensität fällt bei Dunkelheit häufig weit unter den Tageswert herab. Die übliche Auffassung, daß in der Regel das Gegenteil der Fall sei, hat sich hier nicht bestätigt.

3. Fällt die Intensitätskurve nach Sonnenuntergang, so bedeutet dies Aufklärung des Wetters für den nächsten Tag, steigt sie, so bringt der nächste Tag wolkiges Wetter oder Regen.

J. Zenneck.

E. Yokoyama und **T. Nakai.** Die Richtung der atmosphärischen Störungen (grinders) in Japan. (A note on the directional observations on grinders in Japan.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 377—379, 1929.

Die Ergebnisse der Arbeit sind in folgender Weise zusammengestellt:

1. In der Richtung der atmosphärischen Störungen wurde keine Aenderung beobachtet, wenn man die Wellenlänge des Empfangssystems zwischen 10 000 und 20 000 m änderte.

2. Zwischen 7 und 21 Uhr ließen sich keine regelmäßigen täglichen Aenderungen in der Richtung der atmosphärischen Störungen nachweisen. Wohl aber zeigten sich Aenderungen bei Sonnen-Auf- und -Untergang und bei Nacht. Sie waren aber längst nicht so auffällig wie bei der Richtung der Zeichen.

3. Die Richtung der atmosphärischen Störungen, die man als Krachen (clicks) hört, ist verschieden von derjenigen, die sich als ein Rauschen (grinders) bemerkbar machen. Es ist also anzunehmen, daß die Quellen dieser Störungen an verschiedenen Stellen liegen.

4. Die tägliche Aenderung der Richtung ist viel größer bei dem Krachen (clicks) als bei dem Rauschen

Digitized by Google

(grinders). Man wird darnach annehmen, daß die Quelle der „clicks“ näher bei der Beobachtungs-Station als diejenige der „grinders“ ist. Damit würde der Unterschied in der Intensität und in den akustischen Eigenschaften übereinstimmen.

5. Die Richtung der „clicks“ ging zwischen Winter und dem folgenden Sommer von nahezu Süden nach Westen, während die Richtung der „grinders“ unverändert blieb.

6. Im Sommer herrschen die „clicks“, die von den Gebirgsgegenden Japans zu kommen scheinen, vor, während die „grinders“ wahrscheinlich immer ihren Ursprung in den tropischen Gegenden haben, und zwar im vorliegenden Fall augenscheinlich in Niederländisch-Indien. J. Zenneck.

Industrie-Rundschau.

Allei-Schwachstrom-Stufenschalter.

Nicht nur bei Empfangsgeräten, sondern auch bei zahlreichen Schaltungen im Laboratorium und in der Praxis kann durch Verwendung von Spezialschaltern die Handhabung erheblich vereinfacht werden. Es dürfte daher für manchen Konstrukteur und für manchen Physiker von Interesse sein, daß die Werkstätten für Feinmechanik von A. Lindner, Leipzig C 1, Schwachstromschalter der verschiedensten Anordnung schon seit 5 Jahren als Sondererzeugnis herstellen.

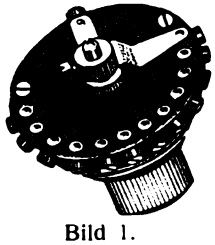


Bild 1.

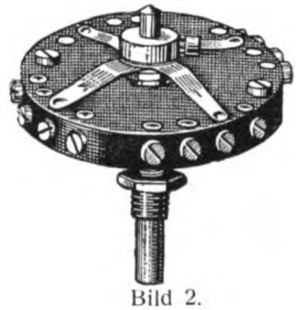


Bild 2.

Die folgenden Bilder mögen als Beispiele dienen, der Katalog enthält noch erheblich mehr Ausführungen. Bild 1 zeigt einen einfachen Stufenschalter, der mit bis zu *22* Kontakten geliefert wird. Bei dem

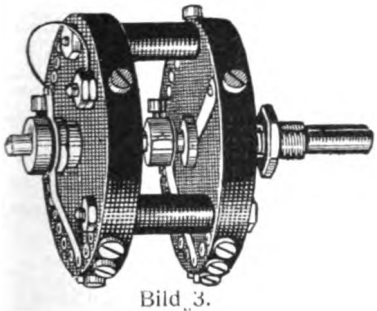


Bild 3.

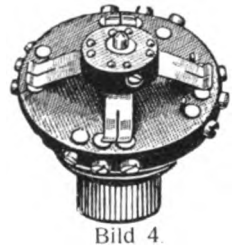


Bild 4.

Doppelrastenschalter von Bild *2* sind die beiden durchgehenden Schleiffedern unter sich und gegen die Achse isoliert, der Schalter wird mit 3—5 mal 4 Kontakten hergestellt. Durch Befestigen mehrerer Schalter auf einer gemeinsamen Achse lassen sich beliebig weitere Kombinationen herstellen, wie z. B. Bild 3 zeigt. Als Wellenumschalter eignen sich besonders die Ausführungen nach Bild 4, welche mit bis zu 6 mal 3 Kontakten hergestellt werden. Sollten die im Katalog aufgeführten Formen nicht geeignet sein, so kann die Firma infolge ihrer speziellen Fabrikationseinrichtungen andere Formen kurzfristig anfertigen.

Neuerdings hat die Firma die Fabrikation von Fernseh-Einzelteilen, insbesondere von Universal-Nipkow-Scheiben mit zwei Lochreihen, die für die Fernsehsendungen aus London und Berlin passen, sowie von Spezial-Motoren mit Regulierwiderstand zum direkten Antrieb der Lochscheiben aufgenommen.

Kondensatoren.

Die verschiedenartigen Kondensatortypen der Firma Richard Jahre, Spezialfabrik für Kondensatoren, Berlin SO 16, haben in der Funkindustrie, der Elektroindustrie und der Hochfrequenztechnik seit Jahren einen guten Namen. Weltbekannte Apparatebau-Firmen verwenden diese Fabrikate zum Einbau in ihre Empfangsgeräte.

Bild 1.

Bild 2.

Bild 3.

Für die Meßtechnik werden Normalkondensatoren mit Glimmerdielektrikum in allen Kapazitätswerten bis zu *2* μF mit bisher unerreicht günstigen elektrischen Eigenschaften geliefert. Die Jahre-Glimmer-Normalkondensatoren mit Bernsteinisolation haben einen Verlustfaktor von etwa $\delta \approx \operatorname{tg}\delta = 0{,}5 \cdot 10^{-4}$. Das Zeugnis der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gibt hierfür an: $\delta \approx \operatorname{tg}\delta < 1 \cdot 10^{-4}$.

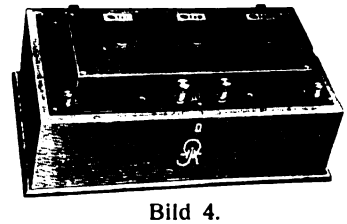


Bild 4.

Bild 5.

Für den Laboratoriumsgebrauch bestimmt sind die Jahre-Dekaden-Kurbelkondensatoren, die mit einem Schaltungs-Kapazitäts-Verlustwinkel von nur etwa $\delta \approx \operatorname{tg}\delta = 4 \cdot 10^{-4}$ einen großen Fortschritt gegenüber anderen Fabrikaten bedeuten. Die Hauptausführung dieses Kondensators gestattet das Abnehmen aller Kapazitätswerte von 0,001 μF bis 1,11 μF. Die Genauigkeit kann bis auf $^1/_{10}$% über den ganzen Bereich innegehalten werden.

Digitized by Google

Bild 6.

Ein elektrisch voll abgeschirmter kleiner Luftblockkondensator ist in allen üblichen Kapazitätswerten bis 0,01 μF lieferbar. Der Verlustwinkel dieses Kondensators, der auch mit Bernsteinisolation geliefert werden kann, ist laut Prüfungszeugnis der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt unmeßbar klein. Die Kapazitätskonstanz kann als praktisch absolut bezeichnet werden. Auch diese Kondensatoren können mit einer Kapazitätsgenauigkeit bis $^1/_{10}$% geliefert werden.

Unter den Jahre-Gebrauchskondensatoren verdient der Störschutzblock noch besonders hervorgehoben zu werden. Dieser Kondensator wird mit einer Prüfspannung von 1500 Volt geliefert, wodurch eine große Betriebssicherheit gewährleistet wird.

Bücherbesprechungen.

Die internationale Reglung der Funktelegraphie und -telephonie (Weltfunkvertrag Washington 1927). Von H. Thurn, Ministerialrat im Reichspostministerium. IV u. 97 S. Berlin 1929, Verlag von Julius Springer. Geb. RM. 8,40.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich ausschließlich mit der internationalen Reglung der Funktelegraphie und insbesondere mit dem Weltfunkvertrag (Washington 1927). Der Verfasser schildert den Werdegang der Entwicklung an Hand der Ergebnisse der einzelnen Konferenzen und Verträge selbst, die in ihrer zeitlichen Reihenfolge besprochen werden: 1. Die Vorkonferenz zur internationalen Reglung der Funktelegraphie (Berlin 1903); 2. Der Berliner Funkentelegraphenvertrag 1906; 3. Die Londoner Funkkonferenz 1912; 4. Die Washingtoner Vorkonferenz 1920; 5. Die dritte Internationale (Welt-) Funkkonferenz und der Weltfunkvertrag (Washington 1927); 6. Der Rundfunk und der Weltfunkvertrag; 7. Allgemeine Vollzugsordnung zum Weltfunkvertrag (Washington 1927); 8. Zusatz-Vollzugsordnung zum Weltfunkvertrag (Washington 1927). Der Weltfunkvertrag und seine Vollzugsordnungen werden im Wortlaut gebracht. Der internationale Funkentelegraphenvertrag von 1912 und der Weltfunkvertrag werden sich hierbei in ihren Artikeln gegenübergestellt, so daß man leicht die Aenderungen gegenüber dem Vertrag von 1912, auf dem sich der Weltfunkvertrag aufbaut, überblicken kann. Den einzelnen Artikeln folgt eine ausführlichere Diskussion des Verfassers, die die Hauptpunkte der Artikel und die Aenderung gegen 1912 herausschält.

Das Buch ist für jeden, der mit dem Funkverkehr in irgendeiner Form zu tun hat, von Wichtigkeit.

A. Scheibe.

Wechselstrom-Leistungsmessungen. Von Oberingenieur W. Skirl. Dritte, vollständig umgearbeitete und erweiterte Auflage. Mit 247, zum größten Teil auf Tafeln angeordneten Abildungen. VII und 278 S. Berlin 1930. Verlag von Julius Springer. Geb. 14 Mk.

In der vorliegenden neuen Auflage ist eine Gliederung des Stoffes nach den Hauptgesichtspunkten: Aufbau und Innenschaltung der Meßgeräte, ferner Hilfsgeräte und Meßmethoden vorgenommen worden. Nach einer einleitenden Betrachtung über die mit Zeigermeßgeräten erreichbare Meßgenauigkeit und durch äußere Beeinflussungen entstehende Fehler gibt das Buch eine Übersicht über die verschiedenen Meßwerke der Leistungsmesser, wobei auch die in neuerer Zeit für Betriebsmeßgeräte immer mehr benutzten Meßwerke mit Eisen Berücksichtigung finden. Recht eingehend sind die inneren Schaltungen behandelt. Ein besonderes Kapitel ist den Meßgeräten zur Bestimmung der Nebenumstände der Leistungsmessungen gewidmet, wie Strom-, Spannungs- und Leistungsfaktormesser, Frequenzmesser usw. Eine bedeutende Erweiterung hat das Kapitel Meßwandler erfahren, wobei besonders auf die Meßfehler und ihre Korrektur eingegangen wird. In umfassender und klarer Weise sind die Meßmethoden, insbesondere die verschiedenen Schaltungsmöglichkeiten bei Drehstrom-Leistungsmessungen, beschrieben. Die Erkenntnis, daß für die Beurteilung einer Anlage in den meisten Fällen weniger der Leistungsfaktor, als die wirklich vorhandene Blindleistung von Wichtigkeit ist, dringt mehr und mehr durch, so daß heute Blindleistungs-Meßgeräte und -Zähler immer weitere Verbreitung finden. Demgemäß ist den Meßmethoden für Blindleistung besondere Beachtung geschenkt worden.

Die sehr übersichtliche Ausführung der sauber gedruckten Schaltbilder läßt, besonders bei den etwas verwickelteren Drehstrom-Meßschaltungen, alles Zusammengehörige deutlich hervortreten und trägt auf diese Weise viel zum Verständnis bei. Als Ausführungsbeispiele für die beschriebenen Systeme und Methoden sind, wie in den früheren Auflagen, durchweg die Meßgeräte der Firma Siemens & Halske beschrieben. Ein Verzeichnis der Tafeln sowie ein reichhaltiges Sachverzeichnis ermöglichen ein schnelles Auffinden der einzelnen Gegenstände.

Das Buch ist im Hinblick auf Betriebs- und Prüffeldmessungen mit technischen Wechselströmen geschrieben und gibt dem Praktiker in allen einschlägigen Fragen gute Auskunft. H. Rudolph.

Digitized by Google

Band 35 Mai 1930 Heft 5

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite

E. Giebe und A. Scheibe: Transversalschwingende Leuchtresonatoren als Frequenznormale im Bereich von 1000—20000 Hertz. (Mit 7 Bildern im Text) 165

N. N. Malov und S. N. Rschevkin: Widerstand des menschlichen Körpers bei hochfrequenten elektrischen Strömen. (Mit 15 Bildern im Text) 177

K. Krüger und H. Plendl: Ueber ein Verfahren zum Ausgleich von Schwunderscheinungen bei kurzen Wellen. (Mit 1 Bild im Text) 191

Carl Lübben: Patentschau. (Mit 17 Bildern im Text) 192

Referate:

J. Wolff (J. Zenneck). Schallmessungen und Charakteristiken von Lautsprechern. (Mit 4 Bildern im Text) 196

W. H. Pielemeier (J. Zenneck). Bestimmung der Schallgeschwindigkeit und Absorption mit dem akustischen Interferometer von Pierce. (Mit 1 Bild im Text) 197

Kurt Schlesinger (Selbstreferat). Eine neue Methode zur Bestimmung der Temperatur von Glühfäden. (Mit 2 Bildern im Text) 197

A. C. Rockwood und W. R. Ferris (W. Espe). Mikrophon-Effekt in Elektronenröhren 199

W. Espe (Selbstreferat) Ueber die Richardson-Konstanten von Destillations-Kathoden. (Mit 2 Bildern im Text) 199

K. Sixtus (W. Espe). Untersuchungen über Sekundäremission 200

J. A. Becker (J. Zenneck). Erscheinungen an Oxyd-Glühfäden. (Mit 1 Bild im Text) 200

K. H. Kingdon und E. E. Charleton (J. Zenneck). Eine Gleichrichterröhre mit Alkalidampf. (Mit 6 Bildern im Text) 201

O. Tope (E. Mauz). Ueber den Schwingkristall. (Mit 5 Bildern im Text) 203

E. O. Hulburt (J. Zenneck). (Naval Research Laboratory.) Ionen und elektrische Ströme in der oberen Atmosphäre der Erde 204

E. A. Guillemin und P. T. Rumsey (J. Zenneck). Frequenzvervielfachung durch Stoßerregung 204

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 35, Genthiner Straße 32, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Transversalschwingende Leuchtresonatoren als Frequenznormale im Bereich von 1000—20000 Hertz

Von **E. Giebe** und **A. Scheibe**, Berlin-Charlottenburg.

Mitteilungen aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Inhaltsübersicht

§ 1. Einleitung

I. Theorie und praktische Ausführung der Resonatoren

§ 2. Die piezoelektrische Anregung von Transversalschwingungen

§ 3. Die Frequenz von Transversalschwingungen

§ 4. Die Ausführungsform eines Resonators

II. Anregung der Resonatoren, Feststellung der Resonanz

§ 5. Sender- und Resonatorkreis

§ 6. Das Auffinden der Resonanzfrequenz

§ 7. Resonanzbreite

§ 8. Intermittenz der piezoelektrischen Glimmentladung

§ 9. Genauigkeit des Abstimmverfahrens

III. Eichung der Resonatoren

§ 10. Prinzip der Meßmethode

§ 11. Die Normalfrequenz

§ 12. Die Abstimmung des Hilfssenders auf den Stimmgabel- und den Quarzsender

§ 13. Der Normalfrequenzmesser der Reichsanstalt

§ 14. Genauigkeit der Eichung; Meßbeispiel

IV. Meßergebnisse

§ 15. Die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten der Frequenz

§ 16. Dämpfungsmessung

§ 17. Konstanz der Resonatoren

§ 18. Anregung zu Longitudinalschwingungen

§ 19. Zusammenfassung

§ 1. Einleitung. Die praktischen Anforderungen an die Genauigkeit von Frequenzmessungen sind, durch die bekannte Entwicklung der drahtlosen Nachrichtentechnik bedingt, in den letzten Jahren sehr stark gestiegen. Die in den Jahren 1920—1923 aufgestellte Frequenzskala der Reichsanstalt, die in einem aus Thomsonschen Schwingungskreisen bestehenden Normalfrequenzmesser festgelegt wurde, genügt heute hinsichtlich der absoluten Genauigkeit (0,1 bis 0,2‰) und der zeitlichen Unveränderlichkeit den gesteigerten Anforderungen nicht mehr. Für die Reichsanstalt erwuchs daher die Aufgabe, die Methoden der Frequenzmessung zu verfeinern und die neu mit größerer absoluter Genauigkeit als bisher aufzustellende Frequenzskala durch möglichst unveränderliche Frequenznormale festzulegen. Für diesen Zweck schienen die von uns schon früher angegebenen leuchtenden piezoelektrischen Resonatoren[1]), mit deren weiterer Durchbildung wir seit einiger Zeit beschäftigt sind, besonders geeignet, u. a. auch deswegen, weil solche Resonatoren, einmal geeicht, ihrer sehr einfachen und bequemen Handhabung wegen ohne besonderen Aufwand von Mitteln in jedem Laboratorium und in der drahtlosen Praxis sehr genaue Frequenzmessungen auszuführen gestatten.

Die neue Frequenzskala der Reichsanstalt haben wir durch eine größere Anzahl derartiger Leuchtresonatoren festgelegt, die als Festpunkte über einen großen Frequenzbereich von etwa 10^5 bis 10^7 Hz verteilt sind. Um eine beliebige Frequenz mit Hilfe dieser

[1]) E. Giebe und A. Scheibe, E. T. Z. 47, 380, 1926.

Digitized by Google

Festpunkte zu messen, benutzen wir den bisherigen Normalfrequenzmesser, dessen kontinuierliche Skala die Ausführungen der Messungen sehr erleichtert und dessen relative Meßgenauigkeit auch für die heutigen Ansprüche ausreichend ist. Dabei bedienen wir uns mit Vorteil der harmonischen Oberschwingungen eines Röhrensenders, der mit seiner Grundschwingung auf die Eigenfrequenz eines Leuchtresonators abgestimmt ist. Praktisch kann man bei Anwendung von Verstärkern sehr hohe Oberschwingungen (z. B. die 50ste) benutzen, hat also eine Reihe nahe beieinander liegender, genau bekannter Normalfrequenzen zur Verfügung, wenn man die Grundschwingung des Senders, also den Festpunkt der Frequenzskala, von dem man ausgeht, entsprechend niedrig wählt. Daher braucht man, sowohl beim Aufbau der Skala als auch zu praktischen Frequenzmessungen, neben hochfrequenten Resonatoren auch solche ziemlich niedriger Eigenfrequenzen. In einer früheren Arbeit[2]) haben wir nun gezeigt, auf welche Weise Quarzstäbe zu transversalen Eigenschwingungen piezoelektrisch angeregt werden können, deren Frequenzen wesentlich tiefer liegen, als die mit longitudinalen Schwingungen erreichbaren. Nach diesen Gesichtspunkten wurden eine Anzahl transversal schwingender Leuchtresonatoren hergestellt, die als Festpunkte der neuen Frequenzskala der Reichsanstalt im Bereich von 1000 bis 20 000 Hz dienen, und zwar sowohl für Hochfrequenzmessungen nach der Methode der harmonischen Oberschwingungen in der oben angedeuteten Weise, als auch im hörbaren Gebiet selbst, wo diese Resonatoren den üblichen Stimmgabeln in verschiedener Hinsicht erheblich überlegen sind. Im folgenden wollen wir über die Eigenschaften solcher Transversalresonatoren, über ihre Genauigkeit und zeitliche Unveränderlichkeit sowie über die zu ihrer genauen Eichung angewandte Methode berichten.

I. Theorie und praktische Ausführung der Resonatoren.

§ 2. Die piezoelektrische Anregung von Transversalschwingungen erfordert je nach Orientierung des Quarzstabes zu den Kristallachsen eine verschiedene Anordnung der Elektroden zur Erzeugung des notwendigen elektrischen Wechselfeldes. Die Anregungsbedingungen für die zwei Hauptorientierungen, in denen die Stabachse senkrecht zur optischen Achse und senkrecht (Orientierung I) oder parallel (Orientierung II) zur Richtung einer elektrischen Achse (X-Achse) des Kristalles verläuft, und für die zwei Hauptschwingungsrichtungen, nämlich parallel oder senkrecht zur Richtung der optischen Achse (Z-Achse), haben wir früher untersucht. Für das Ziel der vorliegenden Arbeit, Resonatoren für möglichst niedrige Frequenzen herzustellen, ist die Orientierung I und die Schwingungsrichtung parallel zur optischen Achse die günstigste, weil es praktisch nur unter diesen Umständen gelingt, ein Wechselfeld der zur Anregung der transversalen Grundschwingung erforderlichen Art und Stärke im Quarzstab zu erzeugen. Bild 1 zeigt in Längs- und Querschnitt schematisch die Anordnung der Elektroden und die Orientierung des Quarzstabes von rechteckigem Querschnitt zu den drei rechtwinkligen Kristallachsen X, Y, Z. Von den vier Elektroden E_1 bis E_4 sind je zwei, die gleiches Polaritätszeichen haben, miteinander und mit dem einen bzw. anderen Pol der Wechselspannung zu verbinden. Das elektrische Wechselfeld hat also, wie die Pfeile in Bild 1 b andeuten, im gleichen Zeitmoment in beiden Querschnittshälften entgegengesetzte Vorzeichen. Dementsprechend sind auch die durch den reziproken Piezoeffekt hervorgerufenen Deformationen entgegengesetzt. In der „neutralen Zone", d. i. der Mittelebene, die in der Stabachse parallel zur X-Y-Ebene verläuft, findet keine Deformation statt; die auf der einen Seite dieser Ebene gelegene Stabhälfte dehnt sich in der Längsrichtung des

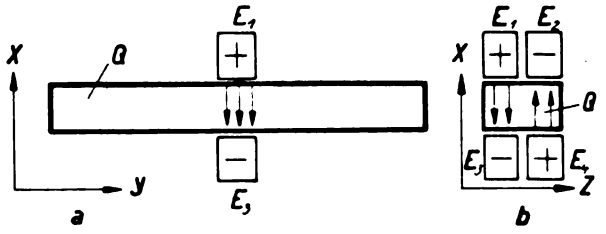


Bild 1.

Stabes aus, während sich im gleichen Zeitmoment die andere Stabhälfte zusammenzieht. Daraus resultieren periodische Biegungen des Stabes in Richtung der Z-Achse. Um merkliche Schwingungsamplituden zu erhalten, muß man die Frequenz des erregenden Wechselfeldes gleich einer der transversalen Eigenschwingungen des Stabes wählen, also Resonanz herstellen. Dann bilden sich stehende Biegungsschwingungen aus,

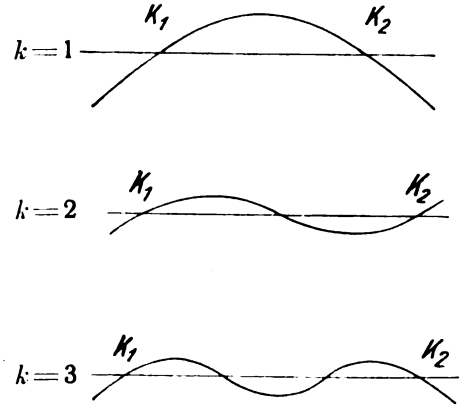


Bild 2.

sie haben für die drei niedrigsten Eigenfrequenzen, wie bekannt, die in Bild 2 wiedergegebenen Schwingungsformen, die für die zweckmäßigste Anordnung und Größe der Anregungselektroden, sowie für die Befestigung des Quarzstabes maßgebend sind. Man erhält unter sonst gleichen Umständen die größte piezoelektrische Wirkung des erregenden Feldes und damit die größte Schwingungsamplitude, wenn man die Elektroden symmetrisch zu einem Deformationsmaximum, d. i. einem Bewegungsbauch der zu erregenden Transversalschwingung, anordnet und ihre Länge in Richtung der Stabachse gleich dem Abstand zweier benachbarter Bewegungsknoten macht. Die Knotenabstände von den Stabenden sind für die Ordnungen $k = 1$ bis 3 in Tab. 1 angegeben[3]).

[2]) E. Giebe u. A. Scheibe, Ztschr. f. Instr. Kunde 47, 275, 1927; Ztschr. f. Physik 46, 607, 1928, E. N. T. 5, 65, 1928.

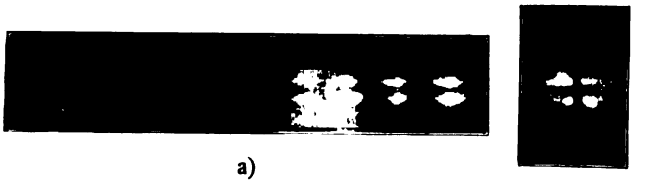
[3]) Vgl. Rayleigh, Theorie of Sound, Vol. I, S. 223, London 1877.

Digitized by Google

Tabelle 1.
Knotenabstände; Konstanten der Formel (2a); l = Stablänge.

k	Knotenabstände vom Stabende	m	m^2	$6m + m^2$
1	0,2242 l	4,730	22,733	50,36
2	0,5 l und 0,1321 l	7,853	61,673	108,79
3	0,3558 l und 0,0944 l	10,996	120,903	186,87

Infolge der Deformationen des schwingenden Stabes entstehen durch den Piezoeffekt auf den zur X-Achse (Bild 1) senkrechten Stabflächen elektrische Ladungen; sie sind, der Biegungsdeformation entsprechend, an den 4 Stabkanten am größten, haben rings um den Stabquerschnitt, wie die Elektroden in Bild 1 b, abwechselnd entgegengesetzte Vorzeichen und sind längs des Stabes gemäß Bild 2 verteilt. Befindet sich der Stab in einem gasverdünnten Raum, so erzeugen die piezoelektrischen Ladungen, wie früher von uns beschrieben, Glimmlicht, der Stab leuchtet, z. B. für die transversale Oberschwingung $k = 9$ in der aus Bild 3 ersichtlichen Weise, wobei an



a)

b)

$k = 9$, $f = 62020$ Hz
Leuchtbild a) gesehen aus x-Richtung der Abb. 1
Leuchtbild b) gesehen aus y-Richtung der Abb. 1

Leuchterscheinung an einem transversalschwingenden Stab
Bild 3.

dem mittelsten der neun Deformationsmaxima die Ausbildung des Glimmlichtes durch die Anregungselektroden verhindert wird. Das Leuchten tritt nur ein, wenn die Stabschwingungen in Resonanz mit den erregenden elektrischen Schwingungen sind. Wir benutzen dieses Leuchten auch für die Transversalresonatoren in der gleichen einfachen Weise wie früher für die longitudinalen zur Feststellung der Resonanz.

§ 3. Die Frequenz von Transversalschwingungen. Für Vorausberechnung der Abmessungen eines freien Quarzstabes von rechteckigem Querschnitt für eine vorgegebene Frequenz f kann man die bekannte Formel

$$f = \frac{m^2}{4\pi\sqrt{3}} \cdot \frac{a}{l^2} \sqrt{\frac{E}{d}} \qquad (1)$$

benutzen. Hierin bedeutet l die Länge, a die Dicke des Stabes in der Schwingungsrichtung, E den Elastizitätsmodul[4]), d die Dichte und m ein von der Ordnungszahl $k = 1, 2, 3 \ldots$ der Schwingung abhängiger Zahlenfaktor, der für $k = 1$ nahezu und für $k > 1$ praktisch genau gleich $(k + {}^1/_2)\pi$ ist. Die Formel (1) ist jedoch nur eine Näherungsformel, sie ergibt höhere Frequenzen als die wirklich beobachteten. Die Abweichungen zwischen Theorie und Beobachtung werden kleiner, wenn man nach Rayleigh[5]) an der Formel eine Korrektion anbringt, welche berücksichtigt, daß die Stabquerschnitte außer einer translatorischen auch eine Drehbewegung ausführen. Wir haben bereits früher aus Messungen der transversalen Eigenfrequenzen von Quarzstäben bis zu sehr hohen Ordnungszahlen gefunden, daß die Theorie auch nach Anbringung der Rayleigh schen Korrektion mit der Beobachtung nicht in Einklang ist, und die folgende Formel (2)

$$f = \frac{m^2}{4\pi\sqrt{3}} \cdot \frac{a}{l^2} \sqrt{\frac{E}{d}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + g\left(\frac{a}{l}\right)^2 (6m + m^2)}} \qquad (2)$$

angegeben[6]), welche die Beobachtungen bis zu hohen Ordnungszahlen k gut darstellt. Formel (2) unterscheidet sich von (1) durch den Faktor

$$1 \Big/ \sqrt{1 + g\left(\frac{a}{l}\right)^2 (6m + m^2)},$$

der dieselbe Form wie bei Rayleighs Korrektion, aber eine andere Größe hat. Die Konstante g, die nach Rayleigh für isotrope rechteckige Stäbe gleich ${}^1/_{12} = 0{,}0833$ ist, wurde von uns empirisch, je nach der Orientierung der Quarzstäbe zu den Kristallachsen, rund 2 bis 3 mal größer gefunden. Bei rechteckigen Quarzstäben der hier benutzten und in § 1 angegebenen Orientierung und Schwingungsrichtung ist $g = 0{,}186$ zu setzen. Für den Elastizitätsmodul E haben wir durch Messung der longitudinalen Eigenfrequenzen an einer großen Anzahl von Quarzstäben den Mittelwert $7{,}91 \cdot 10^{11}$ cm^{-1} g sec^{-2} ermittelt. Die Dichte ist $d = 2{,}65$. Durch Einsetzen der konstanten Zahlenwerte in Formel (2) erhält man die für numerische Berechnungen in der vorliegenden Arbeit benutzte Form

$$f = \frac{a}{l^2} \cdot \frac{m^2}{3{,}984} \cdot 10^5 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{a}{l}\right)^2 0{,}186\,(6m + m^2)}} \text{ Hz} \qquad (2a)$$

Die genauen Zahlenwerte von m, m^2, $(6\,m + m^2)$ sind für $k = 1$ bis $k = 3$ aus der Zahlentafel 1 zu entnehmen. Der Unterschied zwischen Formel (2a) und der gewöhnlichen Formel (1) beträgt z. B. bei $a/l = 0{,}3/13 = 0{,}0231$ und $k = 1$ in $f = 1000$ Hz 2,5 ‰, bei $a/l = 0{,}4/7{,}62 = 0{,}0525$ und $k = 3$ in $f = 20\,000$ Hz 4,7 %.

Was die praktische Dimensionierung der Stäbe betrifft, so ist hinsichtlich der Länge l eine obere Grenze durch die Größe der natürlichen Bergkristalle von der erforderlichen Homogenität gegeben. Uns stand im Maximum eine Länge von etwa 130 mm zur Verfügung. Um möglichst niedrige Eigenfrequenzen zu erreichen, wird man die Dicke a möglichst klein wählen. Mit abnehmender Dicke wird es jedoch praktisch immer schwieriger, ein elektrisches Feld von genügender Stärke und dem erforderlichen Richtungswechsel gemäß Bild 1 im Querschnitt des Stabes zu erzeugen.

[4]) Der Voigt sche Modul s_{11} ist gleich 1/E.

[5]) Rayleigh, a. a. O. Seite 238 für einseitig eingeklemmten Stab; für freien Stab von kreisförmigem Querschnitt vgl. E. Grüneisen, Ann. d. Phys. 22, S. 807, 1907.

[6]) E. Giebe u. A. Scheibe, Ztschr. f. Instr. Kunde 47, 276. 1927 u. E. N. T. 5, 65, 1928. Unsere frühere Schreibweise: $m^2/f = \sqrt{\alpha + \beta(6m + m^2)}$ geht in Formel (2) über, wenn man $\sqrt{1/\alpha}$ gleich der rechten Seite von (1) und $\beta/\alpha = g\,(a/l)^2$ setzt. — Nach Rayleigh und Grüneisen (a. a. O.) kommt für $k = 1$ in der Korrektion zu m bzw. m^2 noch der Faktor 0,983 bzw. $(0{,}983)^2$ hinzu.

Digitized by Google

Auch die Herstellung sehr dünner Stäbe von großer Länge ist wegen Bruchgefahr mühsam. Bei Dicken von 3 mm, wie wir sie hier im Minimum gewählt haben, treten noch keine besonderen Schwierigkeiten auf. Zur Berechnung der Stablänge für eine vorgegebene Frequenz f nimmt man für a einen passenden Wert, z. B. 4 mm, an; man erhält dann aus Formel (1) einen Näherungswert von l, den man in das Korrektionsglied der Formel (2a) einsetzt, aus welcher sich dann der genaue Wert für die Länge ergibt. Für eine Anzahl von Frequenzen runden Sollwerts zwischen 1000 und 20 000 Hz haben wir auf diese Weise die erforderlichen Abmessungen der Quarzstäbe vorausberechnet und hiernach Resonatoren herstellen lassen[7]). In Tab. 2 sind die Daten der fertigen Quarz-

Tabelle 2.

Abmessungen, berechnete und gemessene Frequenzen f_{ber} und f_{gem}, Temperaturkoeffizient α von Transversalresonatoren.

1	2	3	4	5	6	7	8
Sollwert der Frequenz	Ordnungszahl k	Abmessungen Dicke a	Abmessungen Länge l	f_{gem}	f_{ber}	$f_{ber} - f_{gem}$	α zwischen 0° u. 20° C
Hz		cm	cm	Hz	Hz	‰	$\cdot 10^{-6}$
1000 A	1	$0{,}300_3$	12,99	994,6	997,0	+ 2,4	—
1000 B	1	$0{,}300_2$	12,94	1002,1	1004,7	+ 2,6	—
1000 C	1	$0{,}300_3$	12,96	998,9	1001,5	+ 2,6	− 7,6
1000 D	1	0,3	13,0	991,2	—	—	− 6,3
1000	1	$0{,}300_1$	12,95	1000,2	1002,5	+ 2,3	− 9,8 } i. M. − 8,1 } − 9,3 − 9,9 }
2000	1	0,4	10,6	1993,4	—	—	− 7,3 } − 7,5 − 7,7 }
3000	1	$0{,}399_7$	8,62	3000,2	2991	− 3,0	− 7,9
4000	2	0,4	12,4	4006,4	—	—	− 8,3
5000	2	$0{,}399_7$	11,07	4987	4984	− 0,5	− 8,6
6000	2	$0{,}399_7$	10,09	5960	5984	+ 4,0	− 9,0 } − 9,0 − 8,9 }
8000	2	$0{,}397_3$	8,71	7962	7942	− 2,5	− 7,9 } − 9,3 } − 8,5 − 8,3 }
10000	2	$0{,}399_9$	7,77	10035	9990	− 4,5	− 8,7 } − 8,8 − 8,9 }
12000	2	0,4	7,1	12120	—	—	− 9,3
12000	3	0,4	9,9	12019	—	—	− 9,0
14000	3	$0{,}399_8$	9,16	14042	14004	− 2,7	− 8,6
16000	3	$0{,}397_7$	8,55	15964	15925	− 2,4	− 9,4
20000	3	$0{,}397_4$	7,62	19891	19855	− 1,8	− 9,3

stäbe (nach Messungen der Herstellerfirma) sowie die nach Formel (2a) berechneten und die von uns gemessenen Frequenzwerte f_{ber} bzw. f_{gem} angegeben. Die Differenzen $f_{ber} - f_{gem}$ betragen im Maximum + 4‰ und − 4,5‰, sie dürften hauptsächlich auf die Unsicherheit der Dickenmessung an den nicht polierten, sondern rauhen Stäben zurückzuführen sein, z. T. auch auf Schwankungen des Elastizitätsmoduls. Die letzteren erreichen erfahrungsgemäß Beträge von ± 5‰, in f geht die Hälfte davon ein. Man kann demnach mit Hilfe unserer Formel die transversalen Eigenfrequenzen von Quarzstäben bei den angegebenen Größenverhältnissen mit einer Sicherheit von wenigen Promille voraus berechnen.

§ 4. Die Ausführungsform eines Resonators, der in der zweiten Oberschwingung ($k = 2$) schwingt, zeigt Bild 4. In einem zylindrischen Glasgefäß, das mit einem Neon-Heliumgemisch von einigen mm Gasdruck gefüllt ist, ist an einem rechteckigem Glasrahmen ein dicker Metallbügel befestigt, an dessen rechtwinklig umgebogenen Enden der Quarzstab mittelst Zwirnsfäden festgebunden ist. Der

Ansicht eines Leuchtresonators.

Bild 4.

Zwirnsfaden wird so straff als möglich um den Quarzstab geschlungen (Bild 5), durch eine Bohrung im Bügelende gezogen und verknotet. Der Quarzstab liegt dann nicht unmittelbar auf dem Metall des Bügels, sondern auf der Zwirnschlinge auf, die ein unelastisches Polster zwischen Metall und Quarzstab

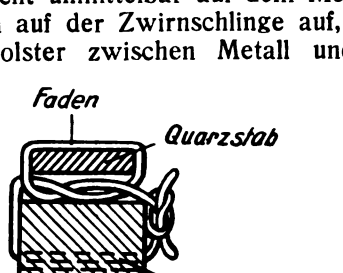


Bild 5.

bildet. Die Bindung erfolgt an den beiden Bewegungsknoten K_1, K_2 (Bild 2), die den Stabenden am nächsten liegen. Das Polster verhindert eine Uebertragung von Schwingungsenergie auf den Metallbügel, den Glasrahmen und das Gefäß, so daß das bei niederfrequenten Transversalschwingungen leicht auftretende, sehr störende Mitschwingen einzelner Teile des Apparates unmöglich wird. Während man bei hochfrequenten longitudinalen und auch transversalen Schwingungen die Quarzstäbe oder Platten nicht besonders zu befestigen braucht, sondern z. B. einfach auf einer glatten Unterlage lose aufliegen lassen kann, ohne daß Störungen der Schwingungen eintreten, ist bei Transversalschwingungen niedrigerer Frequenz die Befestigung der Stäbe unumgänglich notwendig. Andere Befestigungsarten, z. B. Festbinden auf einer scharfen Metallschneide, also ohne Zwirnpolster, erwiesen sich als wesentlich schlechter. Von den vier nach dem Schema Bild 1 erforderlichen Anregungselektroden sind in Bild 4 nur drei sichtbar; die Elektroden, deren Länge nahezu gleich dem halben Knotenabstand K_1—K_2 in Bild 2 ($k = 2$) ist, werden durch vier stabile im Glasfuß des Rohres eingeschmolzene Zuleitungen in sehr kleinem Abstand vom Quarzstabe gehalten. Die Zuleitungen führen zu vier Steckern im Röhrensockel, die gemäß Bild 1 b paarweise miteinander verbunden werden, aber auch für einen besonderen in § 18 zu besprechenden Zweck in anderer Weise geschaltet werden können.

Der schwingende Stab leuchtet in der in § 2 beschriebenen Weise, aber nur an dem einen Schwin-

[7]) Von der Firma Loewe-Radio, Berlin-Steglitz, Wiesenweg 10.

Digitized by Google

gungsbauch (Bild 2, $k = 2$), während an dem anderen die Entstehung des Glimmlichtes, hinreichend niedrige Elektrodenspannung vorausgesetzt, durch die Anregungselektroden verhindert wird. Bei der Ordnung $k = 3$ leuchten dementsprechend zwei Schwingungsbäuche, am dritten erfolgt die Anregung der Schwingungen. Bei der Grundschwingung $k = 1$, wo nur ein Bauch vorhanden ist, verkürzt man die Elektroden auf die Hälfte des Knotenabstandes (K_1—K_2, Bild 2), so daß die andere Hälfte für die Ausbildung der piezoelektrischen Leuchterscheinung frei ist. Da das Glimmlicht etwas lichtschwach und deshalb bei hellem Tageslicht etwas unsicher zu beobachten ist, haben wir den Resonator in einem Kasten untergebracht und durch ein schmales Fenster in der Kastenwand beobachtet. Eine Verdunkelung des Beobachtungsraumes erübrigt sich dann; zugleich wird der Resonator gegen Zimmertemperaturschwankungen geschützt, so daß seine Temperatur bei genauen Messungen sicherer meßbar ist.

II. Anregung der Resonatoren, Feststellung der Resonanz.

§ 5. Sender und Resonatorkreis. Die Messung der Resonanzfrequenz der sehr wenig gedämpften Resonatoren setzt, wenn eine Meßgenauigkeit von 10^{-5} verlangt wird, außerordentlich konstante und fein einstellbare Sender voraus. Wir benutzten Röhrensender sehr stabilen Baues, und für Heizung und Anodenspannung Akkumulatorbatterien großer Kapazität; der Schwingungskreis des Senders enthielt neben Festkondensatoren größeren Kapazitätsbetrages Drehkondensatoren, die eine Frequenzreglung bis auf Millionstel gestatteten. Die Resonatoren wurden an eine Spule (im Radiohandel erhältliche Honigwabenspule von 1000 bis 1500 Windungen) angeschlossen, deren in einfacher Weise durch Abstandsänderung fein regelbare Kopplung mit dem Schwingungskreis des Senders so bemessen wurde, daß die Elektroden der Resonatoren die für genaue Messungen günstigste „Anregungsspannung" erhielten. Es empfiehlt sich nicht, die elektrische Eigenfrequenz des Resonatorkreises mit Hilfe eines dem Quarzresonator parallel geschalteten Abstimmkondensators der elastischen Eigenfrequenz des Quarzstabes gleich zu machen, da dann infolge der Rückwirkung der beiden resonierenden Systeme die Resonanzfrequenz des Stabes etwas verändert wird. Diese Aenderung ist allerdings praktisch meist sehr klein. Bei unseren Messungen lagen die elektrischen Eigenfrequenzen zwischen 60 bis 100 kHz, waren also wesentlich höher als die elastischen. Jeder Resonator wurde außerdem stets mit derselben Spule zusammengeschaltet.

§ 6. Das Auffinden der Resonanzfrequenz der Transversalresonatoren, besonders bei denjenigen niedrigster Eigenfrequenzen, ist experimentell nicht so einfach wie bei den hochfrequenten Longitudinalresonatoren, weil die Einschwingzeit unter sonst gleichen Umständen mit abnehmender Frequenz zunimmt und somit bei der geringen Dämpfung der Quarzresonatoren, z. B. bei 2000 Hz, schon recht lang wird. Man muß daher die Frequenz des erregenden Senders sehr langsam ändern, nachdem man sie von vornherein etwa mit Hilfe einer Stimmgabel oder eines gewöhnlichen Frequenzmessers bereits nahezu auf den richtigen, nach § 2 vorausberechneten Wert eingestellt hat.

Die für das Auffinden der Resonanz bei hochfrequenten Quarzresonatoren so bequeme akustische Methode von Cady versagt bei niedrigen Frequenzen. Bei dieser Methode beobachtet man bekanntlich in einem mit dem Resonatorkreis über einen Verstärker gekoppelten Telephon einen kurz anklingenden Schwebungston, wenn man bei schneller Aenderung der erregenden Senderfrequenz den Resonanzpunkt überschreitet; dieser Ton von schnell sich ändernder Höhe entsteht durch Interferenz zwischen den elektrischen Schwingungen, die durch die piezoelektrischen Spannungen des mit seiner Eigenfrequenz ausschwingenden Quarzes erzeugt werden, und den elektrischen Schwingungen des Senders, die etwas höhere oder tiefere Frequenz haben. Bei langsamer Aenderung der Senderfrequenz beobachtet man keine Interferenz, weil dann die Quarzresonatoren (hoch- und niederfrequente) der aufgezwungenen Frequenz folgen. Niederfrequente Resonatoren erreichen aber bei schneller Frequenzänderung wegen ihrer langen Einschwingzeit keine ausreichende Amplitude ihrer Eigenschwingung. Die Schwebungen sind außerdem bei Niederfrequenz viel langsamer und auch deshalb mit Verstärker und Telephon schwerer wahrnehmbar.

Ungefähr richtige Senderabstimmung vorausgesetzt, kann man die Resonanz praktisch auf folgende Weise finden. Man koppelt zunächst den Resonatorkreis so fest, daß an den Anregungselektroden Glimmlicht entsteht; bei langsamer Aenderung der Senderfrequenz beobachtet man dann im Augenblick der Resonanz ein Zucken dieses Glimmlichtes, das durch die piezoelektrischen Ladungen des resonierenden Quarzstabes hervorgerufen wird. Bei Einstellung auf dieses Zucken wird an den Schwingungsbäuchen des Stabes die piezoelektrische Leuchterscheinung zunächst als ziemlich lichtschwache Glimmhaut erkennbar. Nunmehr koppelt man allmählich loser unter ständigem Nachregulieren des Senders; das Elektroden-Glimmlicht wird dann immer schwächer, das Leuchten des Stabes immer deutlicher sichtbar, bis schließlich dieses allein bestehen bleibt, während das Elektrodenglimmlicht erlischt.

§ 7. Resonanzbreite. Aendert man die Senderfrequenz beiderseits der so aufgefundenen Resonanzfrequenz einmal von niedrigeren, dann von höheren Werten her, so setzt das Leuchten des Quarzstabes bei zwei recht scharf beobachtbaren Grenzwerten der Frequenz ein, deren relative Differenz wir als Resonanzbreite bezeichnen wollen. Die Resonanzbreite beträgt, wenn die Anregungsspannung eben unterhalb der Zündspannung der Elektroden (etwa 250 Volt) liegt, bei unseren Resonatoren etwa 1‰, kann aber durch losere Kopplung zwischen Resonator und Sender wesentlich eingeengt werden; sie nimmt ungefähr proportional mit der Anregungsspannung ab. Bei unseren Messungen wählten wir stets eine möglichst kleine Resonanzbreite, bei der sich das beiderseitige Einsetzen des Leuchtens noch sicher beobachten läßt. Dieser Minimalwert betrug 5 bis $10 \cdot 10^{-5}$ und war nur bei dem Resonator von 1000 Hz etwas größer. Dabei betrug die Anregungsspannung an den Elektroden bei der Mehrzahl der Resonatoren 15 bis 35 Volt; nur für die Resonatoren von 1000 und

Digitized by Google

20 000 Hz war sie größer, rund 90 Volt, bei ersterem wohl infolge geringer Elektrodenlänge und -breite, bei letzterem anscheinend infolge nicht ganz genauer Bindung an den Bewegungsknoten.

§ 8. Intermittenz der piezoelektrischen Glimmentladung. Bei noch kleinerer Anregungsspannung ist das Einsetzen des Leuchtens weniger sicher zu beobachten, weil die Glimmentladung am Quarz nicht stetig, sondern intermittierend erfolgt, d. h. periodisch ein- und wieder aussetzt mit einer Frequenz, die wesentlich niedriger ist als die der erregenden Wechselspannung. Dies ist, wie wir bereits früher gezeigt haben[8]), auch bei longitudinal schwingenden Leuchtresonatoren hoher Eigenfrequenz der Fall, doch ist hier die Intermittenzfrequenz meist so hoch, daß das periodische Erlöschen und Zünden des Glimmlichtes dem Auge nicht unmittelbar sichtbar ist, sondern nur akustisch als Ton von z. B. 500 Hz wahrnehmbar gemacht werden kann. Bei Transversalresonatoren niedriger Frequenz ist hingegen die Intermittenzfrequenz u. U. sehr niedrig, insbesondere wenn das Leuchten beiderseits des Resonanzmaximums eben einsetzt; sie kann z. B. bis auf 1 Hz herabsinken.

Die Erscheinung der Intermittenz ist hier also sehr auffällig und soll deshalb näher besprochen werden. Man beobachtet sowohl bei niederfrequenten Transversal- als auch bei hochfrequenten Longitudinal-Resonatoren folgendes: Die Intermittenzfrequenz ist im Resonanzmaximum am größten und nimmt, wenn man bei konstanter Anregungsspannung der Elektroden die Anregungsfrequenz ändert, beiderseits des Resonanzmaximums ab bis zum völligen Erlöschen des Glimmlichtes. Erhöht man bei konstanter Frequenz die Anregungsspannung, so wird die Intermittenzfrequenz höher. Diese Erscheinungen dürften sich folgendermaßen erklären lassen: Nach Einschalten der Anregungsspannung steigt die Amplitude der elastischen Schwingungen zunächst unbehindert, der geringen Dämpfung entsprechend, ziemlich langsam an, bis die piezoelektrischen Spannungen des Stabes den Zündwert der Glimmentladung erreicht haben. In diesem Augenblick wird dem schwingenden Stabe die zu dieser Entladung erforderliche Energie entzogen, der Stab wird also gebremst, seine Schwingungsamplituden werden kleiner, die piezoelektrischen Spannungen sinken unter den Zündwert, das Glimmlicht erlischt und das Spiel beginnt in derselben Weise von neuem. Je höher die Anregungsspannung ist, um so kürzer wird die Zeit, in der die Schwingungsamplitude die zur Zündung erforderliche Größe wieder erreicht, um so schneller müssen also die Zündungen aufeinander folgen, um so höher wird, wie beobachtet, die Intermittenzfrequenz. Sind die erregenden elektrischen und die elastischen Schwingungen nicht genau in Resonanz, so ist der Maximalwert der Amplitude der Stabschwingungen, der ohne Zündung erreicht würde, kleiner als bei Resonanz, eine kleine Verstimmung hat daher, wie eine Herabsetzung der Anregungsspannung, eine Erniedrigung der Intermittenzfrequenz zur Folge. Da die Einschwing- und Abklingzeiten einer Schwingung der Frequenz umgekehrt proportional sind, so ergibt sich im Einklang mit der Beobachtung, daß die Intermittenzfrequenzen unter sonst gleichen Umständen bei den niederfrequenten Transversalresonatoren viel niedriger sein müssen, als bei den hochfrequenten Longitudinalresonatoren.

Nach der geschilderten Auffassung ist die Amplitude der elastischen Schwingungen nicht konstant, sondern pendelt periodisch um einen gewissen von der Höhe der Zündspannung abhängigen Wert herum, auf den sich der Resonator selbsttätig einstellt, unabhängig von der Größe der Anregungsspannung. Eine Gefährdung des Stabes durch zu hohe Anregungsspannungen ist somit ausgeschlossen, eine solche wäre erst dann zu befürchten, wenn die intermittierende Entladung in eine stetige übergeht; dies tritt meist erst ein bei Anregungsspannungen, die nahe bei der Zündspannung der Glimmentladung zwischen den Anregungselektroden liegen. Diese Entladung aber verhindert ebenfalls ein beliebiges Anwachsen der Stärke des erregenden elektrischen Feldes.

Aus der gegebenen Erklärung muß man schließen, daß mit zunehmender Intermittenzfrequenz die Energieabgabe des schwingenden Stabes, also seine Dämpfung, zunimmt. Vgl. § 16.

§ 9. Genauigkeit des Abstimmverfahrens. Für geringere Genauigkeitsansprüche kann man einfach auf größte Lichtstärke der Glimmentladung, also auf höchste Intermittenzfrequenz einstellen, und erzielt dann bei kleinen Resonanzbreiten eine Abstimmgenauigkeit von wenigen Hunderttausendsteln. Für größere Genauigkeitsanforderungen, wie in der vorliegenden Untersuchung, bestimmt man die beiden Grenzfrequenzen f_1 und f_2 bzw. die beiden Einstellungen c_1 und c_2 am Feinkondensator des Senderschwingungskreises, bei denen das Leuchten der Resonatoren gerade einsetzt. Stellt man den Kondensator auf den Wert $\frac{1}{2}(c_1 + c_2)$, so ist die Senderfrequenz gleich der Resonanzfrequenz des Resonators, wenn diese ein für allemal durch den Mittelwert jener beiden Grenzfrequenzen f_1 und f_2 definiert wird. Die Genauigkeit der in dieser Weise vorgenommenen Abstimmung ist aus den in Tab. 3 als Beispielen mitgeteilten Beobachtungen zu ersehen. Zwei Beobachter führten hintereinander je 5 Einzelmessungen aus. Die abgelesenen Kapazitätswerte c_1, c_2 ergeben 10 einzelne Resonanzeinstellungen des Senders.

Tabelle 3.
Genauigkeit der Abstimmung nach der Leuchtmethode.
f_m **Mittel von 10 Einzeleinstellungen** f **der Senderfrequenz.**
$\Delta f = (f_m - f) : f_m$

Einstellung	Beobachter	Resonatorfrequenz 3000 Hz Δf	8000 Hz Δf	16000 Hz Δf
1	I	$+1 \cdot 10^{-6}$	$+4 \cdot 10^{-6}$	$+4 \cdot 10^{-6}$
2		$+2$ „	-1 „	$+3$ „
3		$+5$ „	-2 „	-2 „
4		-2 „	$+3$ „	$+2$ „
5		-2 „	-2 „	0 „
6	II	0 „	-2 „	-4 „
7		-2 „	$+2$ „	$+1$ „
8		-2 „	-5 „	-1 „
9		$+1$ „	0 „	-3 „
10		-2 „	$+1$ „	-4 „
Mittlerer Fehler der Einzelmessung		$\pm 2{,}5 \cdot 10^{-6}$	$\pm 2{,}8 \cdot 10^{-6}$	$\pm 2{,}9 \cdot 10^{-6}$

[8]) vgl. [1]).

Digitized by Google

Die relativen Differenzen $\Delta f = (f_m - f) : f_m$ der zugehörigen Frequenzwerte f von Mittelwert f_m betragen bei allen drei Meßreihen nur wenige Millionstel, d. i. weniger als der zehnte Teil der Resonanzbreite $(f_1 - f_2) : f_1$, die bei diesen Messungen etwa $6 \cdot 10^{-5}$ betrug. Auch wenn man wesentlich größere Resonanzbreiten wählte, ergaben sich gleich gute Resultate, insbesondere wurde die Resonanzfrequenz innerhalb der Meßgenauigkeit unabhängig von der Resonanzbreite, also von der Stärke der Kopplung mit dem Sender immer gleich groß gefunden. Da das Leuchten unter allen Umständen bei der gleichen Schwingungsamplitude des Stabes beginnt, so hängt die Abstimmgenauigkeit eben nur von der Sicherheit ab, mit der sich das Einsetzen des Leuchtens beobachten läßt. Bei einigen Resonatoren setzt die Glimmentladung auf der einen Seite der Resonanz mit wesentlich höherer Intermittenzfrequenz ein, als auf der anderen Seite. Für die praktische Benutzung der Resonatoren ist diese Unsymmetrie der Leuchterscheinung, über deren Ursache wir nichts aussagen können, belanglos, weil auch unter diesen Umständen, wie Versuche lehrten, bei verschiedenen Resonanzbreiten die Resonanzfrequenz immer dieselbe ist, wenn man in der geschilderten Weise verfährt.

III. Eichung der Resonatoren.

§ 10. Prinzip der Meßmethode. Die Resonanzfrequenzen f_Q der Quarzresonatoren wurden

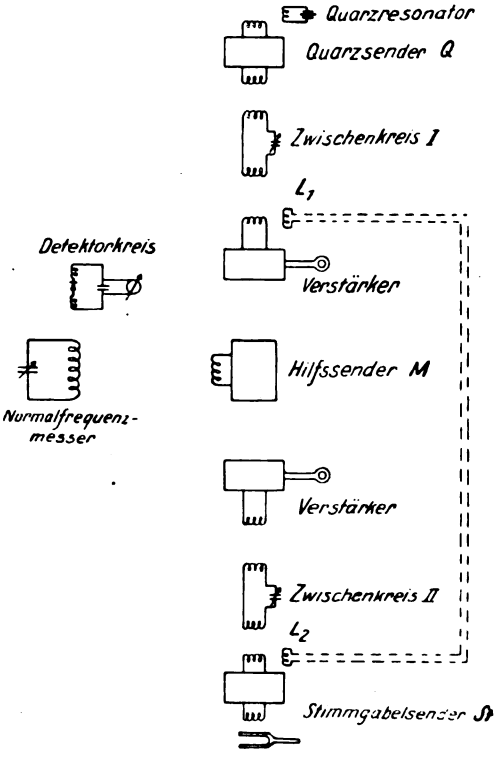


Bild 6.

durch Vergleichung mit einer genau bekannten Normalfrequenz f_{St} von rund 1560 Hz, die ein Stimmgabelsender lieferte, bestimmt. Da die zu messenden Frequenzen f_Q, die zwischen 1000 und 20 000 Hz lagen, auch nicht annähernd ganzzahlige Vielfache von 1560 waren, so konnte diese Vergleichung nicht unmittelbar ausgeführt werden; es wurden vielmehr harmonische Oberschwingungen des Stimmgabelsenders (Ordnungszahl n) sowie des auf die Frequenzen f_Q abgestimmten Quarzsenders (Ordnungszahl m) benutzt. Die Ordnungszahlen n und m wurden aus Gründen der Meßgenauigkeit ziemlich hoch und so gewählt, daß $n\, f_{St}$ bis auf wenige Promille gleich $m\, f_Q$ war. Ein Hilfssender M (Bild 6) wurde dann nach der Schwebungsmethode nacheinander auf die Frequenz $n\, f_{St}$ und $m\, f_Q$ abgestimmt. Zur Messung der beiden Frequenzen des Hilfssenders diente der Normalfrequenzmesser der Reichsanstalt, dessen absoluter Fehler wegen der Kleinheit der Differenz $m f_Q - n f_{St}$ praktisch herausfiel.

§ 11. Die Normalfrequenz lieferte ein Stimmgabelsender nach Prof. Karolus, wie er für Zwecke der Bildtelegraphie Verwendung findet[9]); er enthält eine Stimmgabel aus Chrom-Nickelstahl von sehr kleinem Temperaturkoeffizienten der Frequenz (—3, 3.10^{-6} pro 1° C), die mit einer Verstärkerröhre in Selbsterregung geschaltet ist. Der so erzeugte Wechselstrom von 1560 Hz treibt, nach Verstärkung in zwei Stufen, einen Synchronmotor, mit welchem in der Reichsanstalt zum Zwecke der Umlaufszählung ein Schneckengetriebe gekuppelt wurde, das nach je 100 Umdrehungen des Motors einen elektrischen Kontakt betätigte. Mit Hilfe einer Normaluhr und eines Chronographen ließ sich so bei Meßzeiten von 1 bis 1½ Stunde die Umdrehungszahl des Motors und damit die Frequenz des Stimmgabelsenders bis auf 1 bis 2.10^{-6} genau bestimmen; sie erwies sich für Zeitintervalle von einigen Stunden innerhalb dieser Genauigkeit als völlig konstant, nahm aber in längeren Zeiträumen allmählich, mehr oder weniger gleichmäßig zu, z. B. um 3.10^{-6} in einer Woche, so daß häufiger, etwa jede Woche, Neueichungen notwendig waren. Oberschwingungen des Wechselstromes von 1560 Hz waren dem Ausgangskreis der letzten Verstärkerstufe des Stimmgabelsenders in ausreichender Amplitude auch bei hohen Ordnungszahlen (z. B. $n = 50$) zu entnehmen.

§ 12. Die Abstimmung des Hilfssenders auf den Stimmgabel- und den Quarzsender erfolgte nach der Schwebungsmethode durch Einstellung auf die Mitte des sehr schmalen Bereichs, an dessen Grenzen die Schwebungen zwischen den beiden interferierenden Schwingungen äußerst langsam erfolgen oder überhaupt nicht mehr wahrnehmbar sind. Um hierbei eine möglichst hohe Empfindlichkeit und Genauigkeit zu erzielen und um Störungen verschiedener Art zu beseitigen, wurden die zu vergleichenden Schwingungen nicht durch direkte Induktion, sondern über Zwischenkreise I und II (Bild 6) dem Eingangskreis der Verstärker zugeführt. Diese Zwischenkreise wurden auf die jeweils benutzten Oberschwingungen $m f_Q$ bzw. $n f_{St}$ der Sender Q bzw. St abgestimmt, sie sind ziemlich fest mit dem Anodenkreis des Senders Q bzw. mit dem Ausgangskreis der letzten Verstärkerstufe des Stimmgabelsenders, aber äußerst lose, nämlich ohne besondere Koppelspulen, nur durch schwache Streufelder, mit dem Hilfssender M gekoppelt, der in einer Entfernung

[9]) Der Apparat wurde der Reichsanstalt von der Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in entgegenkommender Weise zur Verfügung gestellt, wofür auch an dieser Stelle gedankt sei. Vgl. F. Schröter, Ztschr. f. techn. Physik 7, 417, 1926; W. Hensel, Dissertation, Leipzig, 1928.

Digitized by Google

von 2 bzw. 5 m vom Sender Q bzw. St aufgestellt war. Die Abstimmung der Zwischenkreise ermöglicht es, die in ihnen überlagerten Hochfrequenzschwingungen genügend zu verstärken und somit den Hilfssender M so lose zu koppeln, daß eine gegenseitige Beeinflussung der beiden Sender Q und M bei Gleichstimmung ausgeschlossen ist und daß ferner nur die Grundschwingung von M mit den Oberschwingungen von Q und St wahrnehmbare Schwebungen liefert. Außerdem wurden die niederfrequenten Grundschwingungen der Sender Q und St, insbesondere der sehr starke Grundton des letzteren, auf ein für die Schwebungsbeobachtung mit Lautsprecher oder Telephon geeignetes Maß abgeschwächt. Endlich wurde durch die getroffene Anordnung auch eine völlige Störbefreiung gegenüber den Berliner Rundfunksendern erzielt.

Die Schwebungsbeobachtung war wesentlich leichter und genauer auszuführen, wenn man die niederfrequenten Grundschwingungen der Sender St und Q in den Zwischenkreisen nicht völlig unterdrückte, sondern im Gegenteil in passend gewählter Stärke in die Verstärker gelangen ließ. Auch ganz langsame Schwebungen (z. B. 1 in 2 sec) waren so als sehr starke und ausgeprägte Intensitätsschwankungen jener Grundtöne hörbar, so daß die Einstellung auf das Minimum sehr scharf wurde. Wir haben aus diesem Grunde in den Zwischenkreis I des Quarzsenders, wenn dessen Grundfrequenz höher als etwa 10 000 Hz und daher nur noch schwach hörbar war, mittelst einer Hilfskopplung $L_1 - L_2$ (Bild 6) die Grundschwingung von 1560 Hz des Stimmgabelsenders übertragen und hörten dann auch hier langsame Schwebungen sehr deutlich als Intensitätsschwankungen dieses Tones. Es wurden Niederfrequenzverstärker der Firma Loewe-Radio benutzt. Die Abstimmung des Senders M auf die Oberschwingungen der Sender Q und St ließ sich, wie die Messungen zeigten, bei einer Einzeleinstellung mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 2.10^{-6}$ bei Ueberlagerung von Frequenzen von 50 000 bis 100 000 Hz ausführen.

§ 13. Der Normalfrequenzmesser der Reichsanstalt ist bereits früher ausführlich beschrieben[10]), so daß hier nur einige kurze Angaben genügen. Der Apparat besteht aus Thomsonschen Schwingungskreisen, und zwar aus Selbstinduktionsspulen in den Abstufungen 10^{-1}, 10^{-2}, 5.10^{-3}, 10^{-3}, 5.10^{-4}, 10^{-4} Henry und aus verlustfreien festen Luftkondensatoren der dekadisch abgestuften Kapazitäten von 50 bis 200 000 $\mu\mu F$ sowie aus Drehkondensatoren geeigneten Meßbereichs zur Feineinstellung. Die Frequenzmessung erfolgt durch Abstimmung der Schwingungskreise auf die zu messende Senderfrequenz nach der Resonanzausschlagsmethode mittels Spiegelgalvanometers und aperiodischen Detektorkreises, indem man die Resonanzkapazität C oder besser die beiden Kapazitätswerte C_1 und C_2 bestimmt, bei welchen das Galvanometer gleiche Ausschläge zeigt und $C = (C_1 + C_2)/2$ setzt. Die zu messende Frequenz kann dann mit einer absoluten Genauigkeit von etwa $1 \cdot 10^{-4}$ nach der Thomsonschen Formel als

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \qquad (3)$$

berechnet werden, wenn L bzw. C die absolut gemessene Selbstinduktion bzw. Kapazität (Kondensatorkap. und Spulenkap.) des Apparates bedeutet. Für die vorliegende Untersuchung waren nach § 10 zwei sehr wenig voneinander verschiedene Frequenzen mf_Q und nf_{St} zu messen. Aus den entsprechenden bei gleichbleibendem L beobachteten Kapazitätseinstellungen C_Q und C_{St} findet man nach (3) durch Reihenentwicklung unter Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung

$$f_Q = \frac{n}{m} \cdot f_{St}\left[1 - \frac{1}{2}\frac{C_Q - C_{St}}{C_{St}} + \frac{3}{8}\left(\frac{C_Q - C_{St}}{C_{St}}\right)^2\right] \qquad (4)$$

Bei der Ausführung der Messungen benutzten wir Spulen von 5.10^{-4}, 10^{-3} oder 5.10^{-3} H, sowie Gesamtkapazitäten von 4000—9000 $\mu\mu F$ und richteten es so ein, daß die Differenz $C_Q - C_{St}$ an der Skala eines genau geeichten Drehkondensators abgelesen werden konnte, dessen Kapazität bei einem Meßbereich von 75 $\mu\mu F$ sich um 0,5 $\mu\mu F$ pro Grad ändert. Für die Genauigkeit von f_Q kommt der absolute Fehler des Frequenzmessers wegen der Kleinheit der Differenz $C_Q - C_{St}$ nicht in Betracht, sondern nur die bei der Abstimmung erzielbare Einstellungsgenauigkeit sowie die Ablesegenauigkeit des Drehkondensators. Erfahrungsgemäß beträgt der Fehler für das Verhältnis f_Q/f_{St} bei einer einzelnen Messung etwa $\pm 1.10^{-5}$ und kann durch mehrfach wiederholte Messung auf einige Millionstel herabgedrückt werden. Vorbedingung ist hierfür eine ausgezeichnete Konstanz aller Sender.

§ 14. Genauigkeit der Eichung; Meßbeispiel. Nach dem geschilderten Eichverfahren umfaßt ein vollständiger Meßgang die folgenden Messungen, wobei wir hier zunächst von der Absolutmessung der Stimmgabelfrequenz f_{St} absehen, also nur die Frequenzvergleichung betrachten wollen:

1. Abstimmung des Quarzsenders auf die Resonanzfrequenz des Resonators,

2. Abstimmung des Hilfssenders auf die Oberschwingungen a) mf_Q des Quarzsenders, b) nf_{St} des Stimmgabelsenders nach der Schwebungsmethode.

3. Einstellung des Normalfrequenzmessers auf die Frequenzen a) mf_Q, b) nf_{St}.

Die in den vorhergehenden §§ 9, 12, 13 bereits angegebenen mittleren Fehler einer einzelnen Messung sind etwa: bei 1. $\pm 3.10^{-6}$, bei 2. a) und b) je $\pm 2.10^{-6}$, bei 3. a) und b) je $\pm 5.10^{-6}$. Im ungünstigsten Falle beträgt demnach der Gesamtfehler $\pm 17.10^{-6}$, der mittlere Gesamtfehler, als Wurzel aus der Quadratsumme der Einzelfehler berechnet, ist $\pm 8.10^{-6}$. Um durch Häufung der Beobachtungen diesen Fehler noch herabzusetzen, haben wir jedesmal eine Meßreihe von 10 Einzelmessungen hintereinander ausgeführt, wobei zwei Beobachter immer abwechselnd die nach Ziffer 1—3 notwendigen 5 Einstellungen vornahmen. Ein Beispiel einer solchen Meßreihe, die ¾ bis 1¼ Stunden dauert, ist in Tab. 4 mitgeteilt. Konstanz der Senderfrequenzen und der Temperatur wird dabei nur für die verhältnismäßig kurze Zeit einer Einzelmessung gefordert. Die Abstimmungen nach Ziffer 1 und 2 wurden nicht protokolliert, sondern nur die Kapazitätseinstellungen C_{St} und C_Q am Normalfrequenzmesser (nach Ziff. 3). In der Tabelle sind je zwei aufeinander folgende Messungen der beiden Beob-

[10]) E. Giebe und E. Alberti, Ztschr. f. techn. Phys. **6** 92, 1925.

Digitized by Google

Tabelle 4.

Protokoll einer Messung des 6000 Hz-Resonators am 25. 4. 29. $f_{St} = 1559{,}676$ Hz; $m = 11$; $n = 42$; Resonatortemp. = 20° C. Berechnung von f_Q nach Formel 4.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Zeit	Beobachter	C_{St}	Zeit	C_Q	$\Delta C = C_Q - C_{St}$	f_Q	$\Delta f = f_Q - f_{Q\,\text{mittel}}$	$\frac{f_Q - f_{Q\,\text{mittel}}}{f_{Q\,\text{mittel}}}$
	Nr.	$\mu\mu F$		$\mu\mu F$	$\mu\mu F$	Hz	Hz	$\cdot 10^{-6}$
13h 25′	1	5942,88	13h 15′	5932,51	— 10,355	5960,351	+ 0,018	+ 3
	2	,85		,51				
41′	1	,95	45′	,46	— 10,430	,309	— 0,024	— 4
	2	,88		,51				
50′	1	,78	58′	,51	— 10,290	,381	+ 0,048	+ 8
	2	,85		,54				
14h 2′	1	,90	14h 14′	,41	— 10,475	,285	— 0,048	— 8
	2	,85		,39				
17′	1	,83	24′	,44	— 10,380	,339	+ 0,006	+ 1
	2	,78		,41				
	Mittel	5942,855		5932,469	— 10,386	5960,333	± 0,018	± 3

$$\frac{\Delta C}{C_{St}} = \frac{-10{,}386}{5942{,}86} = -1{,}747 \cdot 10^{-3};\quad f_{Q\,\text{mittel}} = \frac{42}{11} \cdot 1559{,}676 \cdot \left\{1 + \frac{1}{2} \cdot 1{,}747 \cdot 10^{-3} + \frac{3}{8} \cdot 1{,}747^2 \cdot 10^{-6}\right\} \text{Hz} = 5960{,}33_3 \pm 0{,}02\ \text{Hz}$$

achter zusammengefaßt: nach Formel (4) berechnen sich 5 Einzelwerte f_Q (Spalte 7) der Frequenz des Resonators, deren Abweichungen vom Gesamtmittel (Spalte 8 und 9) in Hz bzw. in Millionstel angegeben sind. Die Einzelfehler sind durchschnittlich etwas kleiner, als zu erwarten, der mittlere Fehler des Mittelwertes beträgt nur $\pm 3.10^{-6}$.

Für die Genauigkeit des absoluten Wertes von f_Q kommt zu den genannten relativen Fehlern noch der Fehler der Absolutmessung der Stimmgabelfrequenz f_{St}, der zu $1—2.10^{-6}$ abgeschätzt werden kann, und endlich eine geringe Unsicherheit in der später zu besprechenden Temperaturkorrektion (vgl. § 15). Aehnlich gute Resultate wie in dem angeführten Meßbeispiel ergaben sich auch in anderen Fällen, wie die in § 17 mitgeteilten gesamten Meßergebnisse zeigen.

IV. Meßergebnisse[11]).

§ 15. Die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten der Frequenz. Bei den heutigen hohen Anforderungen an die Genauigkeit von Frequenzmessungen ist die Größe des Temperaturkoeffizienten von wesentlicher Bedeutung für den Wert eines Frequenznormales; seine praktische Benutzung ist weit einfacher, wenn man bei den gewöhnlichen Zimmertemperaturschwankungen ohne Thermostat auskommen kann.

Wir haben daher eingehende Untersuchungen über den Temperatureinfluß an 15 Transversal-Resonatoren und auch an einigen longitudinal schwingenden durchgeführt, und zwar haben wir den mittleren Temperaturkoeffizienten zwischen 0° und etwa 20° bestimmt. Die Resonatoren befanden sich bei Zimmertemperatur in dem in § 4 erwähnten Schutzkasten, bei 0° in einem Glastrog mit schmelzendem Eis. Das Leuchten wurde durch das Eiswasser hindurch beobachtet, ein Drahtkäfig sorgte dafür, daß das Eiswasser in der Blickrichtung von Eisstücken frei blieb. Der Sockel des Resonators nebst Stecker und Spannungszuführung mußte gegen das Eiswasser geschützt werden, hierzu diente ein über den Sockel gezogener Gummischlauch, der aus dem Wasser herausragte. Die Abkühlung von 20° auf 0° dauerte etwa 1 Stunde. Die Gesamtänderung der Frequenz betrug etwa 15.10^{-5}. Die Meßergebnisse sind in Spalte 8 der Tab. 2 zusammengestellt. Für einige Resonatoren wurden die Bestimmungen mehrfach, z. T. nach Ablauf einiger Monate, wiederholt; die Uebereinstimmung der Resultate (Spalte 8) zeigt, daß die Genauigkeit der Einzelmessung etwa $\pm 0{,}5.10^{-6}$ ist. Für den einen der 1000 Hz-Resonatoren wurde ein außerhalb dieser Meßgenauigkeit größerer Wert des Temperaturkoeffizienten als für die beiden anderen gefunden, wofür wir eine Erklärung nicht angeben können. Sieht man von diesem einen Fall ab, so zeigen die Zahlen der Spalte 8 einen wenn auch kleinen Anstieg des Temperaturkoeffizienten mit der Frequenz. Z. B. haben die drei Resonatoren für 3000, 8000 und 16 000 Hz bei nahe gleicher Länge von 8,6 cm, in verschiedenen Ordnungen $k = 1$, 2, 3 angeregt, die Temperaturkoeffizienten 7,9 bzw. 8,5 bzw. $9{,}4.10^{-6}$. Das gleiche gilt für den 2000 Hz Resonator einerseits und den 4000 und 5000 Hz-Resonator andererseits. Ferner ist im großen und ganzen eine Zunahme des Temperaturkoeffizienten mit abnehmender Länge angedeutet, wenn auch durch die Meßfehler verdeckt. Die Erklärung für dieses Verhalten ist wahrscheinlich in denselben Ursachen zu suchen, die das Korrektionsglied der Formel (2) des § 2 bedingen.

Von physikalischem Interesse ist die Kenntnis des Temperaturkoeffizienten ε des Elastizitätsmoduls E. Wir bezeichnen die thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Bergkristalls parallel und senkrecht zur optischen Achse mit $\delta_{/\!/}$ und δ_T, den Temperaturkoeffizienten der Frequenz mit α; dann ist der Einfluß der Temperatur t nach Formel (1) durch folgende Gleichung gegeben:

$$f(1+\alpha t) = \frac{a(1+\delta_{/\!/} t)}{l^2(1+2\delta_\perp t)} \sqrt{\frac{E(1+\varepsilon t)}{d[1-(2\delta_\perp + \delta_{/\!/})t]}}, \qquad (5)$$

woraus folgt

$$\alpha = \frac{3}{2}\delta_{/\!/} - \delta_\perp + \frac{\varepsilon}{2} \qquad (6)$$

[11]) Bei der Ausführung der Messungen wurden wir in dankenswerter Weise von den Herren Dr. Preisler und Dr. Blechschmidt unterstützt.

Digitized by Google

oder

$$\varepsilon = 2\alpha + 2\delta_{\perp} - 3\delta_{//}. \qquad (7)$$

Die thermischen Ausdehnungskoeffizienten sind genau bekannt[12]), ihre mittleren Werte zwischen 0° und 20° sind: $\delta_T = 13{,}5.10^{-6}$, $\delta_{//} = 7{,}3.10^{-6}$. Für α setzen wir den nach den oben gemachten Ausführungen wahrscheinlichsten, d. i. den bei den niedrigsten Eigenfrequenzen gemessenen Wert ein, und zwar das Mittel $-7{,}3.10^{-6}$ der vier Einzelwerte 7,6, 6,3, 7,5, 7,9. Dann ergibt sich

$$\varepsilon = -9{,}5.10^{-6}.$$

Dieser Betrag ist außerordentlich klein, um mehr als eine Größenordnung niedriger als bei den Metallen. Um dies auffallende Resultat sicherzustellen, haben wir ε auch noch aus longitudinalen Eigenfrequenzen bestimmt, und hierfür einige der Transversalresonatoren benutzt, die sich, wie wir im § 18 erläutern werden, auch zu longitudinalen Schwingungen anregen lassen. Aus der Frequenzformel dieser Schwingungen $f = \frac{k}{2l}\sqrt{\frac{E}{d}}$ ergibt sich, wenn β den Temperaturkoeffizient von f bedeutet, in entsprechender Weise wie oben bei den Transversalschwingungen:

$$\beta = \frac{\delta_{//} + \varepsilon}{2} \qquad (8)$$

oder

$$\varepsilon = 2\beta - \delta_{//} \qquad (9)$$

Die Ergebnisse der Messungen für das Temperaturintervall 0° bis 20° sind in Spalte 6 der Tab. 5

Tabelle 5.
Longitudinale Eigenfrequenzen der Resonatoren.

1	2	3	4	5	6
Daten	Transversale Eigenschwg.		Longitudinale Eigenschwg.		
	Ordnungszahl	Frequenz	Ordnungszahl	Frequenz	Temperatur-Koeffiz. β zw. 0° und 20°
		Hz		Hz	$\cdot 10^{-6}$
	1	1000	1	21043	
	2	6000	1	27029	$-2{,}1$
17. 5.	2	10000	2	70192,1	$-1{,}2$
1. 6.				70192,6	
20. 7.				70192,1	
	3	20000	2	71509	$-1{,}3$
24. 5.	3	20000	20	699386	
20. 6.				699386	

angegeben. Der Wert[13]) von β ist außerordentlich klein, im Mittel aus den drei Messungen nur $-1{,}5.10^{-6}$. Aus 6) und 8) folgt, daß die Differenz der Temperaturkoeffizienten der longitudinalen und der transversalen Eigenfrequenzen gleich der Differenz der thermischen Ausdehnungskoeffizienten senkrecht und parallel zur optischen Achse sein muß. Aus unseren Messungen folgt $\beta - \alpha = (-1{,}5 + 7{,}3)\cdot 10^{-6} = 5{,}8\cdot 10^{-6}$ in guter Uebereinstimmung mit der Differenz $\delta_{\perp} - \delta_{//} = 6{,}2\cdot 10^{-6}$ und für ε aus Longitudinalschwingungen der Wert $-10{,}3\cdot 10^{-6}$, dessen Abweichung von dem oben gefundenen Wert $-9{,}5\cdot 10^{-6}$ innerhalb der Meßgenauigkeit liegt. Dieses Resultat ist auch im Einklang mit Messungen von Perrier und Mandrot[14]), die durch statische Biegungen die Temperaturabhängigkeit von E in einem sehr großen Temperaturintervall (über 600° C) bestimmt haben. Die Meßgenauigkeit dieser Versuche reichte allerdings bei Zimmertemperatur für eine genaue Ermittlung des Temperaturkoeffizienten ε wegen dessen Kleinheit nicht aus, die Autoren geben nur die Größenordnung von ε an, sie stimmt mit unserem Ergebnis überein.

Den oben ausgeführten Rechnungen ist ein mittlerer Temperaturkoeffizient der Frequenz zwischen 0° und 20° zugrunde gelegt. Weitere Messungen, die bei zwei Transversalresonatoren bei mehreren Temperaturen zwischen 0° und 40° ausgeführt wurden, haben gezeigt, daß sich die Frequenz schon in kleinen Temperaturintervallen nicht linear mit der Temperatur ändert. Für den 6000 Hz-Resonator beträgt z. B. die Aenderung der Frequenz pro 1° C bei 5° $-8\cdot 10^{-4}$, bei 20° $-10\cdot 10^{-6}$, bei 30° $-11\cdot 10^{-6}$. Aehnlich verhielt sich der 8000 Hz-Resonator. Auch für longitudinale Eigenfrequenzen ergab sich eine Zunahme des negativen Temperaturkoeffizienten der Frequenz mit zunehmender Temperatur von ähnlichem Betrage, z. B. wurde für einen Longitudinal-Resonator von 150000 Hz bei 0°, 10°, 20°, 30° β zu $-1{,}8$ bzw. $-2{,}5$ bzw. $-3{,}3$ bzw. $-4{,}3\cdot 10^{-6}$ bestimmt. Da sich die thermischen Ausdehnungskoeffizienten nur verhältnismäßig wenig mit der Temperatur ändern, so muß man aus diesem Befund auf eine ziemlich starke Aenderung des Temperaturkoeffizienten des Moduls E mit der Temperatur schließen. Dies ist nach den Messungen von Perrier und Mandrot zu erwarten und auf die freilich erst bei 575° C eintretende Umwandlung des Quarzes von der trigonalen in die hexagonale Modifikation zurückzuführen.

Der Temperaturkoeffizient unserer Transversalresonatoren von etwa $-1\cdot 10^{-5}$ bei 20° ist so klein, daß man auch bei sehr genauen Messungen in der Regel ohne Thermostaten auskommen wird. Wesentlich günstiger noch verhalten sich die Longitudinalresonatoren mit einem Temperaturkoeffizienten von etwa $2\cdot 10^{-6}$, der mehr als zehnmal kleiner ist als die in der Literatur für piezoelektrische Oszillatoren angegebenen Werte[15]), die zwischen $-2\cdot 10^{-5}$ und $-5\cdot 10^{-5}$ schwanken. Die Ursache in dem anderen Verhalten von Oszillator und Resonator dürfte darin zu suchen sein, daß die bei Oszillatoren in der Regel benutzten Quarzplatten bei den Schwingungen wesentlich kompliziertere Deformationen erfahren, als die dünnen Stäbe unserer Resonatoren. Bei Platten wird daher die Temperaturabhängigkeit mehrerer der

[12]) vgl. F. Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Phys., 16. Aufl. S. 158, 1930.

[13]) Der Wert ist durch Messungen an mehreren Resonatoren, die nur longitudinal anregbar und an den Bewegungsknoten der Longitudinalschwingung befestigt sind, bestätigt. Z. B. wurde für drei Longitudinalresonatoren von 100000 bzw. 150000 bzw. 500000 Hz β zwischen 0 und 20° zu 2,1 bzw. 2,4 bzw. $3{,}0\cdot 10^{-6}$ gefunden. Auch bei Longitudinalresonatoren scheint der Temperaturkoeffizient mit der Frequenz, also bei gleichbleibender Stablänge mit der Ordnungszahl der Oberschwingungen ein wenig anzusteigen, vermutlich wegen des zunehmenden Einflusses der Querkontraktion, also aus ähnlichen Gründen wie bei den Transversalresonatoren.

[14]) Perrier u. Mandrot, Mem. Soc. Vaudoise Science Nat. 1, S. 333, 1923.

[15]) vgl. z. B. F. Gerth u. H. Rochow, E. N. T. 5, S. 549, 1928.

Digitized by Google

6 Elastizitätsmodulen des Quarzes in Betracht kommen[16]).

§ 16. Dämpfungsmessung. Es war von Interesse, festzustellen, ob die Dämpfung unserer niederfrequenten Transversalresonatoren von derselben Größe ist, wie bei Longitudinalresonatoren, deren Eigenfrequenzen 1 bis 2 Größenordnungen höher liegen, und ob die bei Biegungsschwingungen notwendige Bindung die Dämpfung ungünstig beeinflußt. Für das hier in Betracht kommende Frequenzbereich hat sich die Meßschaltung Bild 7 als geeignet erwiesen, sie stellt eine Wheatstonesche Brücke dar. In einem Zweig liegt der Transversalresonator C_Q,

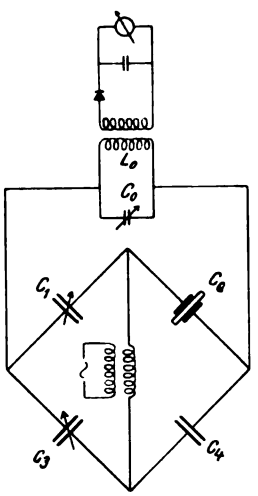


Bild 7.

die andern drei Zweige enthalten Kapazitäten C_1, C_3, C_4. Im Nullzweig liegt eine Spule L_0, dazu parallel ein regelbarer Kondensator C_0, mit dessen Hilfe der Nullzweig auf die Eigenfrequenz des Resonators abgestimmt wird. Mit L_0 ist ein gewöhnlicher aperiodischer Detektorkreis (Kristalldetektor und Spiegelgalvanometer) gekoppelt. Zunächst wird die Frequenz f_s des die Brücke speisenden Röhrensenders um einige Prozent höher oder tiefer als die Eigenfrequenz f_Q des Resonators gewählt, und die Brücke mit Hilfe der Drehkondensatoren C_1 und C_4 abgeglichen. C_3 war in der Regel nahe gleich C_4 und betrug 100 bis 200 $\mu\mu F$. Für C_1 brauchte man dann einen Drehkondensator sehr kleiner Kapazität (Bereich 5—50 $\mu\mu F$). Nähert man nun nach erfolgter Abgleichung allmählich die Senderfrequenz f_s dem Wert f_Q, so beobachtet man am Galvanometer allmählich zunehmende Ausschläge, die bei Resonanz, $f_s = f_Q$ ein Maximum erreichen und dann wieder nach und nach bis auf Null herabsinken. Die Ausschläge, die durch die piezoelektrischen Ladungen des schwingenden Stabes hervorgerufen werden, ergeben, als Funktion der jeweils zugehörigen Frequenzen bzw. relativen Frequenzdifferenzen dargestellt, den Verlauf der Resonanzkurve des Stabes, aus der sich in bekannter Weise das logarithmische Dämpfungsdekrement ϑ ermitteln läßt. Die Abstimmung des Nullzweiges trägt wesentlich zur Erzielung der erforderlichen Empfindlichkeit bei. Da die Dämpfung des Kreises L_0 C_0 um mehr als zwei Zehnerpotenzen größer ist als die des Quarzresonators, so hat diese Abstimmung praktisch keine Verzerrung der Resonanzkurve zur Folge.

Die für einige Resonatoren erhaltenen Resultate sind in Tab. 6 zusammengestellt. Bei diesen Messungen wurde aus sogleich zu erörternden Gründen die Anregungsspannung so niedrig gewählt, daß das Leuchten auch im Resonanzmaximum noch nicht einsetzte. Zwei Beobachtungen fallen durch wesentlich höhere Dekremente aus der Reihe der übrigen heraus. Bei diesen beiden Resonatoren für 20000 bzw. 12000 Hz ist wahrscheinlich die Bindung der Stäbe nicht genau genug im Bewegungsknoten erfolgt, der erste brauchte dementsprechend, wie schon im § 7 erwähnt, eine etwa dreimal größere Anregungsspannung als die übrigen, bei dem zweiten, dessen Anregungsspannung ebenfalls merklich höher lag als bei den besten Resonatoren, ist ein wesentlich dickerer Zwirn zur Bindung als sonst verwandt. Die übrigen 5 Resonatoren haben recht niedrige Dekremente, zwischen 4 und $8{,}5 \cdot 10^{-5}$. Hiernach beträgt z. B. für den 5000 Hz-Resonator die Zeit, in welcher die Schwingungsamplitude auf $1/e = 1/2{,}72$ absinkt, 5 Sekunden.

Tabelle 6.
Logarithmisches Dämpfungsdekrement ϑ der Transversalresonatoren.

Resonator-Frequenz Hz	ϑ
	$\cdot 10^{-5}$
4000	6
5000	4
6000	8,5
10000	4
12000	37
16000	7
20000	29

Zum Vergleich wurde in der gleichen Meßschaltung das Dekrement auch für 2 Longitudinalresonatoren von 150000 bzw. 177500 Hz bestimmt, die, in den Knoten gebunden, bei 7,3 bzw. 6,2 cm Länge in der 3. Oberschwingung ($k = 4$) angeregt wurden. Es ergab sich $\vartheta = 5$ bzw. $4 \cdot 10^{-5}$, also von etwa der gleichen Größe wie bei den Transversalresonatoren.

Wenn die Resonatoren leuchten, läßt sich ihre Dämpfung infolge der in § 8 besprochenen Erscheinung der Intermittenz nicht mehr in der angegebenen Weise messen. Da, wie oben ausgeführt, die Amplitude der Stabschwingungen, sobald das Glimmlicht am Quarz einsetzt, mit fortschreitender Annäherung der erregenden Frequenz an die Resonanz nicht mehr ansteigt, sondern periodisch um einen vom Gasdruck und von andern Umständen abhängigen Mittelwert schwankt, so bleibt auch der Ausschlag des Galvanometers in der Schaltung Bild 7 konstant oder doch nahezu konstant, solange, bis nach Ueberschreiten des Resonanzpunktes das Glimmlicht wieder erlischt. Ist demnach die Anregungsspannung, wie es der praktischen Benutzung der Resonatoren entspricht, so hoch gewählt, daß der Stab schon vor der Resonanz zu leuchten beginnt, so kann man nur den unteren ansteigenden bzw. abfallenden Teil der Resonanzkurve beobachten. Für diese Teile gelten die in der Tabelle

[16]) Diese Vermutung wird bestätigt durch eine Untersuchung von F. R. Lack, Proc. Inst. Rad. Eng. 17, 1123, 1929, in welcher ein starker Einfluß der Plattenform und Abmessung auf die Größe des Temperaturkoeffizienten konstatiert ist.

Digitized by Google

angegebenen Dekremente; im Leuchtbereich hingegen hat man es mit einer variablen Dämpfung zu tun, indem bei jedesmaligem Zünden eine Dämpfungsvermehrung eintritt. Die mittlere Dämpfung ist abhängig von der Anzahl der Zündungen in der Zeiteinheit, also von der Intermittenzfrequenz. Nach § 7 kann man durch klein bemessene Anregungsspannung auf sehr niedrige Intermittenzfrequenz einstellen (z. B. auf 1 Zündung in 2 Sekunden), dann wird die Dauer der Intermittenzperiode von der Größenordnung der Schwingungsdauer des Galvanometers. Unter diesen Umständen ist der Galvanometerausschlag auch im Leuchtbereich, der dann allerdings sehr schmal ist, nicht konstant, sondern sinkt stark bei jedem Zünden, um nach Erlöschen des Glimmlichts wieder anzusteigen. Auf diese Weise werden die Schwankungen der Stabamplitude und die durch das Glimmlicht bedingte Dämpfungsvermehrung unmittelbar sinnfällig. Auf die Genauigkeit der Resonatoren hat diese Dämpfungsvermehrung keinen nachteiligen Einfluß (vgl. § 9), zumal man bei der Benutzung derselben auf das Einsetzen des Leuchtens einstellt, wo die zusätzliche Dämpfung wenig ausmacht.

§ 17. Konstanz der Resonatoren. Das Ziel der Arbeit, Präzisionsnormale der Frequenz zu schaffen, konnte nur dann als erreicht gelten, wenn die Resonanzfrequenzen der hohen Meßgenauigkeit entsprechend zeitlich unveränderlich sind. Wir haben deshalb 12 unserer Resonatoren im Laufe eines Jahres bei Zimmertemperatur von 18—22° C mehrmals gemessen. Die Resultate sind in Tab 7 zusammengestellt. In Spalte 3 sind die auf 20° reduzierten Einzelwerte angegeben, von denen jeder durch eine Meßreihe nach Tab. 4 gewonnen wurde. Die Differenzen Δf (Spalte 5) der Einzelwerte gegen den Mittelwert (Spalte 4) jedes Resonators erreichen bei den insgesamt 48 Messungen nur viermal Beträge von $10 - 15 \cdot 10^{-6}$; 25 Differenzen sind kleiner als $5 \cdot 10^{-6}$ und 40 Differenzen gleich oder kleiner als $7 \cdot 10^{-6}$. Die Abweichungen vom Mittelwert sind im Durchschnitt kleiner, als man nach den Genauigkeitsbetrachtungen des § 14 erwarten konnte, wenn man beachtet, daß es sich hier um die absolute Genauigkeit handelt, bei welcher der absolute Fehler der Stimmgabelfrequenz und kleine Unsicherheiten der Temperaturkorrektion in Betracht kommen. Innerhalb der Meßgenauigkeit sind demnach die Resonatoren in der Beobachtungszeit völlig konstant gewesen. Die Mittelwerte dürften absolut bis auf etwa $\pm 5 \cdot 10^{-6}$ genau sein.

Diese guten Erfahrungen bezgl. der Konstanz wurden auch durch internationale Messungen an einem 10000 Hz-Resonator bestätigt, der von Herrn Dr. Jimbo für das Electrotechnical Laboratory, Tokio, von der Firma Loewe-Radio beschafft und zuerst in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, dann im National Physical Laboratory, darauf im Bureau of Standards und schließlich im Electrotechnical Laboratory, Tokio, gemessen wurde. Die vier Institute haben die Frequenz dieses Resonators übereinstimmend zu $9960{,}7 \pm 0{,}1$ Hz bei 20° C bestimmt. Durch den weiten Transportweg sind keine Aenderungen entstanden.

§ 18. Anregung zu Longitudinalschwingungen. Die in § 4 beschriebenen Resonatoren lassen sich außer zu transversalen auch zu longitudinalen Eigenschwingungen anregen. Man hat zu diesem Zweck die Stecker des Resonators so zu schalten, daß die Elektroden E_1 und E_2 des Bildes 1 einerseits etwa die Polarität + und die Elektroden E_3 und E_4 andererseits die Polarität — erhalten. Dann ist das elektrische Feld im ganzen Querschnitt gleichgerichtet, es entstehen Dehnungen statt Biegungen, und man kann durch richtig gewählte Anregungsfrequenzen eine Anzahl longitudinaler Eigenfrequenzen der Stäbe anregen. Bei Resonanz leuchten die Stäbe

Tabelle 7.
Ergebnisse der Frequenzmessungen.

1	2	3	4	5	
Sollwert	Datum	gem. Frequenz bei 20° C Einzelwerte	Mittelwerte	Δf	
Hz		Hz	Hz	Hz	$\cdot 10^{-6}$
1000	15. 10. 29	1000,233		+ 0,006	+ 6
	22. 10. 29	,233		+ 0,006	+ 6
	29. 10. 29	,222	1000,227	— 0,005	— 5
	6. 11. 29	,223		— 0,004	— 4
	18. 11. 29	,222		— 0,005	— 5
2000	15. 5. 29	1993,339		— 0,008	— 4
	26. 6. 29	,358	1993,347	+ 0,011	+ 6
	22. 11. 29	,343		— 0,004	— 2
3000	15. 5. 29	3000,238		— 0,002	— 1
	25. 6. 29	,221	3000,240	— 0,019	— 6
	13. 2. 30	,260		+ 0,020	+ 7
4000	13. 5. 29	4006,355		+ 0,002	+ 1
	24. 6. 29	,337	4006,353	— 0,016	— 4
	19. 2. 30	,366		+ 0,013	+ 3
5000	11. 5. 29	4986,630		+ 0,030	+ 6
	22. 6. 29	,556	4986,600	— 0,044	— 9
	14. 2. 30	,615		+ 0,015	+ 3
6000	16. 1. 29	5960,255		— 0,040	— 7
	11. 3. 29	,269		— 0,026	— 4
	3. 4 29	,294		— 0,001	0
	25. 4. 29	,333	5960,295	+ 0,038	+ 6
	16. 5. 29	,287		— 0,008	— 1
	29. 5. 29	,328		+ 0,033	+ 6
	26. 7. 29	,307		+ 0,012	+ 2
	14. 10. 29	,287		— 0,008	— 1
8000	18. 1. 29	7961,708		+ 0,016	+ 2
	9. 4. 29	,674		— 0,018	— 2
	3. 5. 29	,638		— 0,054	— 7
	23. 5. 29	,759	7961,692	+ 0,067	+ 8
	29. 5. 29	,620		— 0,072	— 9
	25. 7. 29	,634		— 0,058	— 7
	6. 9. 29	,812		+ 0,120	+ 15
10000	6. 5. 29	10034,56		— 0,02	— 2
	17. 6. 29	,64		+ 0,06	+ 6
	29. 7. 29	,59	10034,58	+ 0,01	+ 1
	30. 7. 29	,55		— 0,03	— 3
	21. 2. 30	,58		0	0
12000	13. 5. 29	12119,87		+ 0,02	+ 2
	17. 6. 29	,90	12119,85	+ 0,05	+ 4
	19. 2. 30	,77		— 0,08	— 7
14000	11. 5. 29	14042,40		— 0,11	— 8
	18. 6. 29	,45	14042,51	— 0,06	— 4
	12. 2. 30	,68		+ 0,17	+ 12
16000	7. 5. 29	15963,72		— 0,04	— 3
	19. 6. 29	,80	15963,76	+ 0,04	+ 3
	20. 2. 30	,77		+ 0,01	+ 1
20000	7. 5. 29	19890,88	19890,68	+ 0,20	+ 10
	20. 6. 29	,47		— 0,20	— 10

in der für Longitudinalschwingungen typischen Weise[17]). Da die Stäbe jedoch an Biegungsknoten einer transversalen Schwingung befestigt sind und da diese Knoten im allgemeinen nicht mit denjenigen einer longitudinalen Eigenschwingung zusammenfallen, so sind die Longitudinalschwingungen durch die Bindung mehr oder weniger behindert. Auch die Länge der

[17]) Vgl. E. Giebe und A. Scheibe a. a. O. Fußnote 2.

Digitized by Google

Anregungselektroden im Verhältnis zur elastischen Halbwellenlänge und ihre Lage relativ zum Deformationsmaximum wird nur für einige wenige Ordnungen der longitudinalen Oberschwingungen einigermaßen günstig sein. Man braucht daher, wenn die Anregung überhaupt gelingt, höhere Anregungsspannungen als bei richtig montierten Longitudinalresonatoren. Transversalresonatoren, die für die Ordnungszahlen $k=1$ oder $k=2$ montiert sind, lassen sich meist auch zu ihren longitudinalen Eigenfrequenzen der Ordnungen $k=1$ und $k=2$ anregen. Außerdem kann man bei hohen Ordnungen noch diese oder jene Oberschwingung mit ausreichender Amplitude erhalten, z. B. beim Transversalresonator für $f=20\,000$ Hz ($k=3$) die longitudinale Oberschwingung $k=20$ mit $f=700\,000$ Hz. Man hat also am gleichen Apparat mehrere Normalfrequenzen zur Verfügung. Mehrere Beispiele sind in Tab. 5 zusammengestellt. Einige der Longitudinalfrequenzen sind zu verschiedenen Zeiten wiederholt gemessen und haben sich, wie aus der Tabelle ersichtlich, ebenso wie die Transversalfrequenzen als ausgezeichnet konstant erwiesen. Die longitudinalen Eigenfrequenzen sind, wenn man für E und d die numerischen Werte des § 3 einsetzt, nach der Formel

$$f=\frac{k}{2l}\sqrt{\frac{E}{d}}=\frac{k}{l}\cdot 2{,}732\cdot 10^5\,\mathrm{Hz}$$

zu berechnen.

§ 19. **Zusammenfassung.**

1. Eine neue Frequenzskala der Reichsanstalt wird durch piezoelektrische Leuchtresonatoren festgelegt. Im Bereich von 1000 bis 20000 Hz werden transversale Eigenschwingungen von Quarzstäben benutzt. Dabei dienen nach dem schon früher von uns angegebenen Verfahren die leuchtenden elektrischen Entladungen, die durch die piezoelektrischen Spannungen des schwingenden Stabes im gasverdünnten Raum erzeugt werden, zur Feststellung der Resonanz zwischen den erregenden elektrischen und den elastischen Schwingungen. Die praktische Ausführungsform und die Abmessungen solcher Transversalresonatoren werden beschrieben.

2. Die Resonanzabstimmung eines Röhrensenders auf die Eigenfrequenz eines Resonators läßt sich nach der Leuchtmethode mit einer Genauigkeit von wenigen Millionsteln ausführen. Harmonische Oberschwingungen des Senders liefern Normalfrequenzen im Hochfrequenzgebiet.

3. Die Eichung der Resonatoren erfolgte mit Hilfe des Normalfrequenzmessers der Reichsanstalt unter Benutzung von harmonischen Oberschwingungen durch Vergleichung mit einer sehr konstanten, bis auf 1 bis 2 Millionstel genau gemessenen Frequenz von 1560 Hz, die ein Stimmgabelsender lieferte.

4. Die Eigenfrequenzen der Resonatoren wurden mit einer absoluten Genauigkeit von $\pm$ 5 Millionsteln bestimmt; sie sind nach dem Ergebnis mehrfach wiederholter Messungen während eines Jahres innerhalb dieser Meßgenauigkeit konstant geblieben.

5. Der mittlere Temperaturkoeffizient zwischen 0° und 20° C hat den sehr kleinen Betrag von etwa $-7\cdot10^{-6}$ für die niedrigsten und etwa $-9\cdot10^{-6}$ für die höchsten Eigenfrequenzen.

6. Das logarithmische Dämpfungsdekrement der Resonatoren ist von der Größenordnung 10^{-4}.

7. Die Resonatoren lassen sich außer zu transversalen auch zu longitudinalen Eigenfrequenzen anregen; der mittlere Temperaturkoeffizient der letzteren beträgt nur $-1{,}5\cdot10^{-6}$ zwischen 0° und 20° C.

8. Der Temperaturkoeffizient des Elastizitätsmoduls E berechnet sich aus 5. und aus 7., sowie aus den bekannten thermischen Ausdehnungskoeffizienten zu $-10\cdot10^{-6}$ ($^1/_E=s_{11}$ in der Voigtschen Bezeichnungsweise).

9. Die Erscheinung der Intermittenz der piezoelektrischen Glimmentladung wird erklärt.

(Eingegangen am 20. März 1930.)

Widerstand des menschlichen Körpers bei hochfrequenten elektrischen Strömen.

N. N. Malov und **S. N. Rschevkin**, Moskau, Staatl. Röntgen-Institut.

Inhaltsübersicht.

I. Allgemeines.
II. Untersuchungsmethode.
III. Vorläufige Messungen.
IV. Abhängigkeit des Widerstandes und der Kapazität von dem Flächeninhalt der Elektroden und von ihrer Entfernung.
V. Abhängigkeit des Widerstandes und der Kapazität von der Frequenz des Stromes.
VI. Absorption der elektrischen Energie im menschlichen Körper.
VII. Untersuchung der Absorption von Hochfrequenzströmen in einer Kochsalzlösung.
VIII. Zusammenfassung.

I. Allgemeines.

Die Frage des elektrischen Widerstandes eines menschlichen Körpers hat sowohl eine wissenschaftliche, wie auch eine praktische Bedeutung — für Sicherheitstechnik und Medizin.

Bei der Kompliziertheit des Baues lebender Gewebe, die, vom physikalischen Standpunkte aus gesehen, eine Gesamtheit verschiedener und von verschiedenen Salzlösungen getrennter Gebilde darstellen, läßt sich erwarten, daß die Erscheinungen, welche bei dem Durchgang eines elektrischen Stromes entstehen, bis zu einem gewissen Grade denen an der Grenze zwischen zwei Elektrolyten oder zwischen einem Elektrolyten und einem festen Körper ähnlich sein würden.

Bekanntlich beobachtet man beim Durchgang von Strömen durch Elektrolyte charakteristische Polarisationserscheinungen, d. h. das Auftreten von elektromotorischen Gegenkräften, die infolge einer Ansammlung von Ionen der Lösung an halbdurchlässigen Membranen und an der Grenze zwischen Flüssig-

Digitized by Google

keiten und Metallen entstehen. In bezug auf den Wechselstromwiderstand benimmt sich die Polarisations-Gegenspannung P vollständig wie die Gegenspannung eines Kondensators, dessen Kapazität $C = \frac{Q}{P}$ ist, wo Q die Menge der durchgegangenen Elektrizität ist. Wir erhalten somit beim Vorhandensein einer Polarisation an der Grenze eines Metalls mit einer Lösung, oder an der Grenze zweier Lösungen beim Durchgang eines Wechselstroms ein Voreilen des Stromes in bezug auf die Spannung wie bei einer gewöhnlichen elektrostatischen Kapazität.

Beim Einschalten einer konstanten elektromotorischen Kraft ist die Erscheinung der Aufladung eines gewöhnlichen Kondensators ähnlich, d. h. es tritt anfangs ein sehr starker Strom auf, welcher dann einem exponentiellen Gesetze gemäß absinkt.

Wie die Arbeiten von Warburg[1]), Neumann[2]), Wien[3]), Krüger[4]) und anderen zeigten, erwies sich der Wert der Polarisationskapazität als außerordentlich groß; ihrem Charakter nach muß dieselbe nicht einer reinen Kapazität C, sondern einer Kapazität, welche gewissermaßen noch einen ohmschen Widerstand R aufweist, gleichgesetzt werden. Dies ergibt sich formell daraus, daß die Phasenverschiebung des Stromes gegen die Spannung statt 90° einen kleineren Winkel $(90° - \delta)$ aufweist; der Winkel δ wird als Verlustwinkel bezeichnet, da der Energieverlust eines Kondensators mit Ableitung für kleine Werte δ diesem Winkel direkt proportional ist.

Wie durch eingehende Untersuchungen erwiesen wurde, bleiben die Werte der Polarisationskapazität C und des Ableitungswiderstandes R nicht konstant, sondern nehmen mit zunehmender Frequenz des Wechselstroms ab, was einen wichtigen Unterschied zwischen der Polarisationskapazität und der elektrostatischen Kapazität mit Ableitung bedingt.

Befindet sich ein Metall in seiner eigenen Salzlösung (z. B. Ag in $AgNO_3$ oder Hg in Hg_2SO_4), so haben wir den gewöhnlichsten Fall von umkehrbaren Elektroden vorliegen, bei dem alle Erscheinungen auf eine Ansammlung von Ionen zurückzuführen sind, welche durch den Wechselstrom an die Oberfläche gebracht werden und Diffusionsvorgängen unterliegen.

In diesem Falle tritt, wie Warburg[5]) theoretisch und Krüger[5]) experimentell gezeigt haben, eine Verringerung der Kapazität und der Ableitung ein, umgekehrt proportional der Quadratwurzel der Frequenz ω:

$$C = \frac{C_0}{\sqrt{\omega}}; \quad R = \frac{R_0}{\sqrt{\omega}},$$

und der Winkel der Phasenverschiebung beträgt 45°.

Dieser Fall einer Polarisitionskapazität wird gewöhnlich Diffusionskapazität genannt.

Es seien zunächst einige formale Betrachtungen durchgeführt. Eine Kapazität C mit parallel geschalteter Ableitung vom Widerstandswert R läßt sich gleichwertig ersetzen durch die Reihenschaltung einer Kapazität k und eines Widerstandes r, der als Wirkwiderstand bezeichnet wird. Es müssen dann folgende Beziehungen erfüllt sein:

$$r = R\frac{1}{1+(\omega RC)^2}; \quad k = C\frac{1+(\omega RC)^2}{(\omega RC)^2} \qquad (2')$$

wo $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz bedeutet.
Umgekehrt gilt dann:

$$R = r\frac{1+(\omega rk)^2}{(\omega rk)^2}; \quad C = k\frac{1}{1+(\omega rk)^2} \qquad (2'')$$

Die Reihenschaltung (r, k) ist in manchen Fällen bequemer, z. B. zur Berechnung des resultierenden Wechselstromwiderstandes $Z = \sqrt{r^2 + \frac{1}{(\omega k)^2}}$ und der verbrauchten Leistung $W = Ir^2$.

Die Schaltung (R, C) jedoch charakterisiert das physikalische Verhalten eines Kondensators mit Verlusten besser. Die folgenden Messungen wurden stets so durchgeführt, daß man direkt die Werte R und C erhält. Die Kapazität C ergibt sich der Fläche direkt und der Schichtdichte umgekehrt proportional, der Ableitungswiderstand R wird umgekehrt proportional der Fläche und direkt proportional der Schichtdicke; diese Beziehungen gelten jedoch nicht für die Größen r und k.

Die Umrechnungsformeln ergeben bei hinreichend hohen Frequenzen für den Fall, daß der Parallelwiderstand R sehr groß ist, einen kleinen Wert für den Wirkwiderstand r, während k und C ungefähr gleich werden. Für kleinere Werte von R (d. h. größere Verlustwinkel) werden r und R etwa gleich groß und man erhält bei kleinen Werten von C große Werte für k.

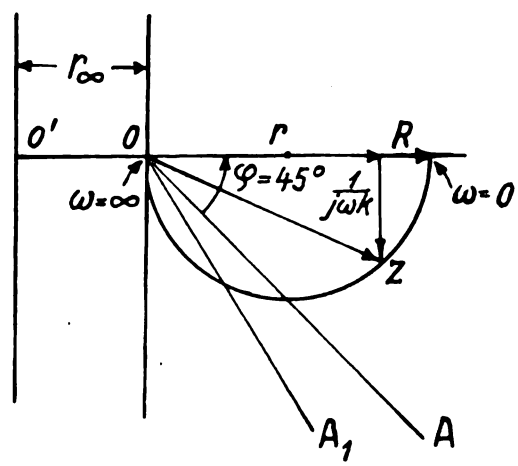


Bild 1.
Vektordiagramm
der elektrostatischen und Polarisations-Kapazität.

Wenn man den gesamten Wechselstromwiderstand (Impedanz) in der üblichen Weise als Vektor darstellt (Bild 1), so ergibt sich der Neigungswinkel des Vektors gegen die Abszissenachse, d. h. die Phasenverschiebung φ zu:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{1}{\omega rk} = \omega RC \qquad (3)$$

und der Verlustwinkel δ zu:

$$\operatorname{tg}\delta = \operatorname{ctg}\varphi = \omega rk = \frac{1}{\omega RC} \qquad (3')$$

[1]) E. Warburg, Wied. Ann. **67**, S. 493, 1899; Drud. Ann. **6**, S. 125, 1901.
[2]) E. Neumann, Wied. Ann. **67**, S. 500, 1899.
[3]) M. Wien, Pogg. Ann. **148**, S. 102, 1872.
[4]) F. Krüger, Ztschr. f. phys. Chemie **45**, S. 1, 1903; Ann. d. Phys. **21**, S. 701, 1906.
[5]) E. Warburg, l. c.; F. Krüger, l. c.

Digitized by Google

Hat man eine konstante, von der Frequenz unabhängige Kapazität C mit der Ableitung R vorliegen und trägt man (Bild 1) die Werte Z für verschiedene Frequenzen auf, so erhält man als geometrischen Ort der Endpunkte der Vektoren Z einen Halbkreis vom Halbmesser $R/2$, unterhalb der Abszissenachse. Bei sehr niederen Frequenzen reduziert sich der Widerstand Z zur Wattkomponente $R = r$; umgekehrt, bei hohen Frequenzen verkleinern sich die absoluten Beträge der Vektoren, und der Winkel der Phasenverschiebung nähert sich immer mehr dem Wert 90°.

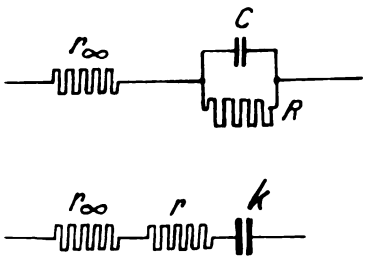


Bild 2.
Ersatz-Schema des menschlichen Körpers nach Lapicque.

Eine andere Gestalt erhält das Vektordiagramm im Falle des Gesetzes, das von Warburg und Krüger gefunden wurde. Da in diesem Falle tg φ von der Frequenz unabhängig ist, wird der geometrische Ort der Endpunkte der Vektoren durch eine Gerade, die unter einem Winkel von 45° zur Abszissenachse geneigt ist, dargestellt. Geht diese Gerade nicht durch den Koordinatenursprung, sondern schneidet die Abszissenachse rechts vom Koordinatenursprung, so entspricht die Strecke 00′ einem konstanten Widerstand, der bei sehr hoher Frequenz noch übrig bleibt; dieser Wert soll daher mit r_∞ bezeichnet werden (Bild 1 und 2).

Was den Widerstand der lebendigen Gewebe betrifft, so sind höchstwahrscheinlich auch hier alle die Vorgänge zu erwarten, die in Elektrolyten stattfinden, d. h. die Entstehung der Polarisationserscheinungen

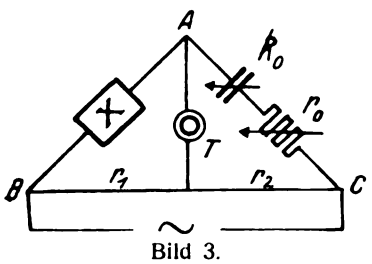


Bild 3.
Kohlrausch'sche Brückenschaltung.

und der mit ihnen verknüpften Kapazitäten. Lapicque war der erste, der für den Widerstand des Körpers die Ersatzschaltung von Bild 2 vorgeschlagen hat.

Es ist in der Tat längst bekannt, daß bei Messungen des Widerstandes lebender Gewebe mittels der Kohlrausch-Brücke bei Verwendung von Ohmschen Vergleichswiderständen kein scharfes Tonminimum im Telephon erhalten werden kann, was durch die Existenz einer Kapazität in den Geweben bedingt ist. Man muß vielmehr bei der Kohlrausch'schen Brücke (Bild 3) in den Zweig AC außer dem veränderlichen Widerstand r_0 noch eine veränderliche Kapazität k_0 einführen, um ein scharfes Tonminimum bei der Messung des Widerstandes X des Körpers zu erhalten.

Die Arbeiten von Gildemeister[6]) zeigten, daß bei einer Froschhaut (und auch beim menschlichen Körper) im Gebiet der Hörfrequenzen der Wirkwiderstand r und eine in Reihe geschaltete Kapazität k mit Vergrößerung der Frequenz schnell abnehmen. Dabei strebt r einem Grenzwert zu, welcher bei $f = 38$ kHz erreicht wird. In einer anderen Arbeit gibt er für f den Wert ca. 100 kHz an[7]) (genau wurde die Frequenz nicht gemessen). Unter der Annahme der Ersatzschaltung von Bild 2 für den Widerstand der Haut (oder des Körpers) konstruiert Gildemeister ein Diagramm für den Zusammenhang von r und $\frac{1}{\omega k}$ und findet, daß sie stets einer linearen Relation genügen. Auf dasselbe weist ebenfalls die Konstanz des Ausdruckes:

$$\operatorname{tg} \delta_1 = (r - r_\infty)\, \omega\, k = \text{const.} \qquad (4)$$

hin, welche die Bedingung der Linearität des Vektordiagramms ist. Bei einer elektrostatischen Kapazität müßte dagegen folgende Gleichung

$$(r - r_\infty)\, \omega^2\, k = \text{const.} \qquad (5)$$

erfüllt sein, die aus Gl. (3) folgt.

Alles dies erlaubt auf Grund der oben erwähnten Arbeiten zu schließen, daß die Kapazität der Haut einen Polarisationscharakter zeigt. Es wurde gefunden, daß die Größe tg δ für die Haut des Menschen und des Frosches in den Grenzen von 0,2 bis 0,6 variiert.

Gildemeister gibt[8]) eine Zusammenfassung von Beobachtungen verschiedener Forscher, welche die Kapazität bei statischen Spannungen und ebenfalls niedrigen akustischen Frequenzen gemessen haben, und zeigt, daß die Kapazität k eines cm² der Menschenhaut in der Reihenkombination (r, k) bei allen Forschern annähernd konstant und im Mittel gleich $10—20 \cdot 10^3$ cm ist.

Es fällt die Möglichkeit weg, so große Kapazitäten gewöhnlichen elektrostatischen Kapazitäten zuzuschreiben, da eine einfache Rechnung zeigt, daß die elektrostatischen Kapazitäten hier nicht so groß sein können. So beobachtet man z. B. für den Fall zweier Elektroden, deren Flächeninhalt $S = 2$, 1 cm² beträgt und die über und unter die Zunge gelegt sind (Abstand ca. 1 cm), bei der Frequenz 270 kHz eine Kapazität C von 5150 cm mit einen Parallelwiderstand von 54 Ohm (siehe Tab. II). Die elektrostatische Kapazität beträgt jedoch in diesem Falle:

$$C = \frac{\varepsilon S}{4 \pi d} \cong \varepsilon \cdot 0{,}17 \text{ cm}.$$

Nimmt man $\varepsilon = 80$ an, so erhält man $C = 13{,}5$ cm, d. h. einen Wert, der ganz anderer Größenordnung ist als der gemessene. Für die Kapazität der Wange, $S = 20$ cm², gab die Messung $C = 11700$ cm, die Rechnung dagegen nur 125 cm.

Es wurde von Gildemeister[9]) gezeigt, daß die beobachteten Werte der Kapazität auch nicht

[6]) M. Gildemeister, E. T. Z. **40**, S. 463, 1919.
[7]) Bei unseren Messungen für den menschlichen Körper (siehe unten Abschnitt V) wird diese Grenze bei viel höheren Frequenzen erreicht ($f = 500$ kHz).
[8]) M. Gildemeister, Pflüg. Arch. **219**, S. 84, 1928.
[9]) M. Gildemeister, Pflüg. Arch. **195**, S. 112, 1922.

Digitized by Google

durch die Kapazität der Hornschicht der Haut erklärt sein können, da man so zu unmöglich geringer Dicke dieser Schicht gelangt. In derselben Arbeit berechnete er auf Grund der gemessenen Werte, daß das Ersatzbild aus einer großen Anzahl (bis 60) von hintereinandergeschalteten Polarisationsschichten bestehen muß, was ganz verständlich ist, da der Strom im Innern des Körpers und sogar in der Haut eine große Anzahl von Grenzschichten zu durchsetzen hat. Aus diesen Betrachtungen ist es ersichtlich, daß man bei weiter Entfernung der Elektroden (z. B. auf zwei Handflächen) eine wesentlich größere Zahl hintereinandergeschalteter Kapazitäten zu erwarten hat, d. h. eine Verkleinerung der Gesamtkapazität, was durch unsere Messungen auch bestätigt wurde.

Der Wert der Kapazität des Körpers ist eng mit der Struktur der Gewebe und ihrer Funktion verknüpft; sie vergrößert sich z. B. bei der Basedowschen Krankheit (Hypersekretion der Schilddrüse) und vermindert sich bei Myxodeme (unvollkommene Sekretion derselben Drüse). Bestimmte Veränderungen der Kapazität wurden auch bei bösartigen Neubildungen gefunden[10]).

Systematische Messungen des Widerstandes für Hochfrequenzströme sind uns nicht bekannt. Aber gerade in diesem Gebiet ist die Frage von großem praktischen Interesse infolge der mannigfaltigen Anwendungen der hochfrequenten Ströme in der Medizin. Besonders ist es von großer Wichtigkeit zu wissen, welche Leistung vom Organismus bei Diathermie-Behandlung aufgenommen wird, wie die erhaltene Temperatursteigerung mit der Jouleschen Wärme verbunden ist, ob sich der Wärmeeffekt mit der Frequenz (Wellenlänge) ändert. Alle diese Fragen sind bisher ungelöst. Die kürzlich erschienene Arbeit von D'Arsonval[11]) zeigt, daß die Erwärmung einiger Lösungen und von Blutserum im Gebiet der hohen Frequenzen dem Widerstand nicht proportional ist, d. h. es scheint, daß das Joule-Lenzsche Gesetz hier nicht gültig ist. Da eine solche Folgerung höchst unwahrscheinlich ist, so haben wir eine Reihe von Experimenten unternommen, um so mehr, da die Resultate von d'Arsonval schon eine große Verbreitung gefunden haben und aus ihnen viele verantwortungsvolle Folgerungen gezogen werden. Es ist noch nötig zu bemerken, daß die Kenntnis der Werte des Widerstandes und der Kapazität des Körpers zur Berechnung diathermischer Apparate, welche bis jetzt nur rein empirisch konstruiert wurden, von großer Wichtigkeit ist.

Wegen des außerordentlichen Mangels an Angaben über den Widerstand, die Kapazität und die absorbierte Leistung bei Frequenzen, die einige Tausend Hertz übersteigen, und wegen ihrer Unzuverlässigkeit, wendeten wir unsere Aufmerksamkeit hauptsächlich dem Gebiet von 14 bis 1500 kHz zu (Kreisfrequenzen von 10^5 bis $9{,}4 \times 10^7$/sec, Wellenlängen von 20 000 bis 200 m).

II. Untersuchungsmethode.

Da die Resultate der Widerstandsmessungen des Körpers zur Berechnung der absorbierten Leistung verwandt werden sollten, und da man erwarten Stromstärken ändert, so wählten wir eine Methode, die zur Messung des Widerstandes bei beliebiger Stromstärke geeignet ist.

Die Methode der Wheatstonschen Brücke ist, wie bekannt, in dieser Hinsicht nicht sehr bequem, da ja die Stromstärke im allgemeinen klein ist und von der Einstellung abhängt. Wir benutzten deshalb die Methode des Differentialtransformators, welche Messungen bei beliebigen Stromstärken erlaubt und sich

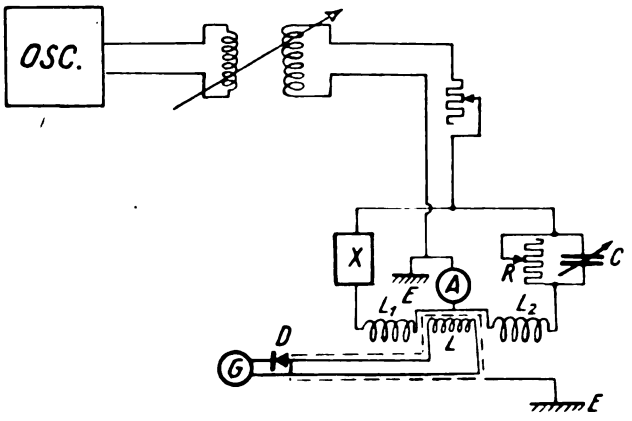


Bild 4.
Schaltung der Meßanordnung mit Differentialtransformator.

gut bis zu sehr hohen Frequenzen anwenden läßt. Der Grundgedanke dieser Methode (Abb. 4) liegt darin, daß der unbekannte Widerstand X und die zum Vergleich dienende Kombination R, C je in einen Zweig der zwei Primärspulen L_1 und L_2 eines Transformators (ohne Eisenkern) eingeschaltet werden, die vollständig gleich, aber entgegengesetzt gewickelt sind. An die Sekundärspule L wird ein Indikator (Detektor mit Galvanometer) angeschlossen. Im Falle der Gleichheit des unbekannten und des zu vergleichenden Wechselstromwiderstandes sind die Ströme *in beiden* Spulen der Größe und der Phase nach gleich und das Galvanometer zeigt keine Ablenkung. Die Stromstärke J in dem zu untersuchenden Objekte ist dann gleich der Hälfte der Stromstärke, die durch den Strommesser A fließt.

Da es nach den oben angegebenen Ueberlegungen bequem ist, den Widerstand des Körpers als eine Kombination eines ohmschen Widerstandes und einer parallel geschalteten Kapazität anzusehen, so wurde auch als Vergleichswiderstand eine Parallel-Kombination von R und C gewählt.

Um die Anpassung bequemer durchzuführen, wurde als Vergleichswiderstand ein Dekaden-Kurbelwiderstand benutzt. Er wurde aus dünnem Chromnickeldraht von 30 μ Durchmesser von großem spezifischem Widerstand (je vier Drähte parallel) gefertigt. Dadurch wurde die Leitungslänge verkürzt und eine geringe Selbstinduktion und Kapazität erreicht[12]). Unter diesen Umständen wurde ein Widerstand von 100 Ω durch ein Drahtstück von nur 25 cm Länge erreicht. Um die Selbstinduktion nicht zu vergrößern, wurde der Draht nicht auf eine Spule aufgewickelt, sondern zickzackförmig aufgespannt. Der Temperaturkoeffizient des Chromnickels ist sehr gering, so daß

[10]) A. Philippson, Arch. Inst. de Physiol. 18, S. 161, 1921; C. R. soc. Biol. 83, S. 1339, 1920; dasselbe 90, S. 373, 1924.
[11]) D'Arsonval, C. R., 185, S. 324 und 740, 1927.
[12]) Die Widerstandsvergrößerung wegen der Hautwirkung wird bei so dünnen Drähten so gering, daß sie für unsere Zwecke vernachlässigt werden kann.

Digitized by Google

kleine Erwärmungen des Drahts bei Strömen bis 200 mA, die in unseren Messungen angewandt wurden, keine merklichen Widerstandsänderungen hervorrufen konnten. Die Kapazität C wurde durch einen veränderlichen Luftkondensator von 2000 cm, zu dem parallel konstante Kapazitäten zugefügt werden konnten, dargestellt.

Um einen direkten induktiven Einfluß des Generators auf die Sekundärspule des Differentialtransformators zu vermeiden, wurde die letztere zusammen mit der zum Detektor gehenden Leitung in eine geerdete Metallhülle eingeschlossen. Um Fehler durch kapazitive Ströme von den primären Spulen nach der Erde auszuschalten, erwies es sich als hinreichend, den Primärkreis in einem Punkte vor dem Amperemeter A zu erden. Es ist vorteilhaft, die Windungszahl der Sekundärspule des Transformators groß zu wählen, um die Empfindlichkeit zu vergrößern; aber eine zu große Windungszahl wiederum ist schädlich, da hierbei die Eigenkapazität der Sekundärspule anwächst und die Empfindlichkeit wieder zu fallen anfängt. Für Frequenzen von 1500 bis 100 kHz erwiesen sich Primärspulen von 12 cm Durchmesser und n = 14 Windungen als geeignet, und eine Sekundärspule, die von den Primärspulen umschlossen ist, vom Durchmesser 9,5 cm und n = 150. Für niedrige Frequenzen wurden Sekundärspulen desselben Durchmessers angewandt, aber von größerer Windungszahl (bis n = 1000 Windungen).

Die Ströme hoher Frequenz wurden durch einen leistungsfähigen Generator für ungedämpfte Schwingungen mit zwei Generatorröhren von je 500 Watt, der von uns schon früher beschrieben wurde[13]), erzeugt. Die Anodenspannung von 4500 V wurde von einem Dreiphasentransformator in Verbindung mit einem Hochvakuum-Gleichrichter geliefert.

Der Meßkreis wurde vom Generator so weit entfernt, daß keine merkliche Induktionswirkung stattfand. Beim Differentialtransformator kann man durch Verwendung eines empfindlichen Galvanometers eine sehr hohe Empfindlichkeit erreichen. Da aber das Objekt unserer Messungen — der Widerstand des lebenden menschlichen Körpers — einer ganzen Reihe zufälliger, schwer zu fassender kleiner Veränderungen unterworfen ist, die von dem Zustand der Hautoberfläche, der Lage des Körpers, der Muskelspannung und anderen Umständen abhängen, so war es nicht unsere Absicht, die Messung mit höchstmöglicher Genauigkeit durchzuführen, und wir begnügten uns mit einer Genauigkeit von 2—3%, die durch die Anwendung einer Röhren- oder einfachen Kristall-Gleichrichtung in Verbindung mit einem Zeigergalvanometer einer Empfindlichkeit von 10^{-6} pro Skt. erreicht werden konnte. Mit Hilfe dieses Galvanometers konnte die Messung bis zu Frequenzen von etwa 14 kHz durchgeführt werden. Es war damit ferner möglich, die Messungen auch nach der Ersatzschaltung eines Widerstandes r in Reihe mit einer Kapazität k durchzuführen; aber wegen des großen Wertes der Kapazität k ist hierbei die Angleichung der Kapazitäten nicht so bequem wie bei der ersten Ersatzschaltung, wo die gesuchte Kapazität durch eine einfache Drehung des veränderlichen Kondensators gefunden werden konnte.

[13]) S. Rschevkin und N. Malov, Pflüg. Arch. 218, S. 708, 1928.

III. Vorläufige Messungen.

Bei den ersten Messungen wurde eine merkliche Unbeständigkeit des gemessenen Körperwiderstandes und die Unmöglichkeit, einmal erhaltene Resultate beim Messen an ein und demselben Objekt wieder zu erhalten, festgestellt. Der Hauptgrund für diese Unbeständigkeit liegt in der Veränderung des Hautzustandes unter den Elektroden während des Stromdurchganges. Bei Bedeckung der Haut mit trockenen Zinn- oder Bleielektroden findet eine allmähliche Abnahme des Widerstandes R und ein gleichzeitiges Anwachsen der parallel geschalteten Kapazität C statt (Kurven 1 von Bild 5). Der stationäre Zustand stellt sich nach etwa 12—15 Minuten ein, wobei R um etwa 20% seines ursprünglichen Wertes abfällt und C um etwa 20% anwächst. Die beobachteten Erscheinungen

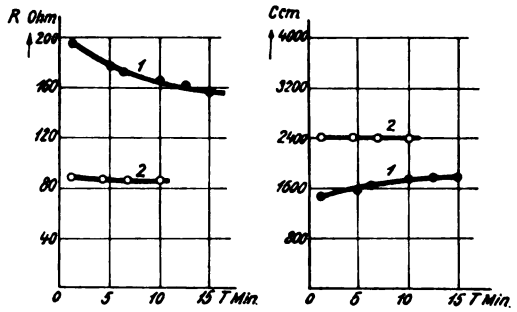


Bild 5.
Abhängigkeit von R und C von der Zeit
1) trockene Elektroden 2) feuchte Elektroden
(Elektrodenlage 1 und 2 verschieden).

werden augenscheinlich durch das Schwitzen der Haut unter den Elektroden bedingt und erklären, warum bei der Diathermiekur die Stärke des Stromes, der durch den Körper fließt, mit der Zeit allmählich anwächst. Wartete man 15 Minuten ab, so konnte man bei mehrfacher Wiederholung der Messungen am gleichen Objekt übereinstimmende Resultate bekommen.

Es erwies sich jedoch als bequemer, unter die Elektroden kleine Stücke mit einer schwachen Kochsalzlösung benetzten Filterpapiers zu legen; auf diese Weise stellt sich der stationäre Zustand an den Elektrodenoberflächen sofort ein und R und C ändern sich mit der Zeit nicht (Kurven 2 von Bild 5); es ist zu bemerken, daß die Endwerte mit trockenen Elektroden wesentlich dieselben sind, die man mit benetzten Elektroden sofort bekommt. Die Anwendung von nicht polarisierbaren Elektroden hatte bei unseren Versuchen keinen Sinn, da die auf den Körper wirkenden Spannungen einige Zehner Volt betragen und so die Polarisationsspannung der Elektroden selbst im Verhältnis zur eingeprägten Spannung sehr klein war.

Die zweite Ursache der Veränderlichkeit der Resultate ist die Abhängigkeit von R und C von der Lage des Körpers und von der Muskelspannung. So wurden z. B. bei Durchgang des Stromes zwischen beiden Armen bei Elektroden von 10,2 cm², die an die Handflächen angelegt waren, folgende Veränderungen von R und C erhalten:

Tabelle I

	R Ohm	C cm
Die Arme ausgestreckt; volles Einatmen . .	512	55
Die Arme halb gebeugt	480	72
Die Arme stark gebeugt, die Schultern zusammengedrückt, volles Ausatmen	440	90

Digitized by Google

Dementsprechend wurde bei den folgenden Versuchen darauf geachtet, daß das Objekt stets gleiche Lage und gleiche Muskelspannung hatte, was jedoch sehr schwer zu erfüllen war.

Da im Falle einer Polarisationskapazität eine Abhängigkeit ihres Werts von der Stromstärke erwartet werden konnte, so untersuchten wir den Widerstand und die Kapazität ein und desselben Objekts bei verschiedenen Stromstärken. Beim Variieren der Stromstärke bis zum 5 fachen Betrag (von 50 bis 250 mA) wurde keine Veränderung der Größen R und C in den Grenzen der Genauigkeit unserer Messungen gefunden. In allen Fällen, bei verschiedenen Frequenzen, wurde die Stromstärke unter der Reizschwelle gewählt.

IV. Die Abhängigkeit des Widerstandes und der Kapazität von dem Flächeninhalt der Elektroden und von ihrer Entfernung.

Wie schon bemerkt wurde, stellt der Widerstand des Körpers eine komplizierte Kombination einer Reihe von Elementen dar. Wir haben einen großen Widerstand der Haut, welcher, wie es die Gildemeisterschen Untersuchungen zeigten, mit einer Kapazität von Polarisationscharakter verknüpft ist. In Reihe mit zwei Hautschichten befindet sich ein verwickelter Komplex von inneren Muskeln, Nerven, Gefäßen und andern Organen, die teilweise hintereinander, teilweise parallel geschaltet sind. Es ist sehr wichtig festzustellen, wie sich der Widerstand zwischen diesen Elementen verteilt, da diese Verteilung die physiologische Wirkung des Stromes, speziell die Wärmeentwicklung bei der Diathermiebehandlung bestimmt. Die folgende Tabelle II gibt die Größenordnung von R und C bei Elektroden verschiedenen Flächeninhalts, die an verschiedene Teile des Körpers angelegt sind, an.

Es ist interessant zu bemerken, daß der Wert des Widerstandes, der durch das Experiment erhalten wird, sich dem Widerstand einer physiologischen Lösung sehr nähert, die in derselben geometrischen Anordnung genommen ist. In der Tat, setzt man den spezifischen Widerstand der physiologischen Lösung $\varrho = 80$ Ohm cm, so berechnet sich für eine Säule von 150 cm Länge und von einem Querschnitt von 25 cm² (was einigermaßen dem ersten Falle in Tabelle II entspricht) ein Widerstand R von ca. 480 Ohm, d. h. ein Wert von derselben Größenordnung, wie bei dem Experiment. Für den Fall 4 (Unterarm), bei dem die Länge 8 cm und der Querschnitt 10 cm² beträgt, erhält man $R = 64$ Ohm; das Experiment gibt 72 Ohm. Für die Zunge (Fall 6) kann der Abstand gleich 1 cm, der Querschnitt gleich 2,1 cm² angenommen werden, woraus sich $R = 38$ Ohm berechnet; das Experiment ergab 54 Ohm. Weiter wird ersichtlich (siehe Abschn. V), daß bei der Frequenz von 272 kHz der Widerstand schon stark fällt im Vergleich mit niederen Frequenzen und bei weiterem Erhöhen der Frequenz sich nur sehr wenig verändert. Dementsprechend kann man annehmen, daß man es hier mit einem Wechselstromwiderstand zu tun hat, der seinen hochfrequenten Grenzwert fast erreicht hat, und daß dieser Grenzwert nahe dem Widerstand einer physiologischen Lösung derselben geometrischen Anordnung liegt.

Für die Kapazitäten bei nahegelegenen Elektroden (Fälle 4–8) erhält man viel größere Werte als bei

Tabelle II

Frequenz 272 kHz, Kreisfrequenz $\omega = 1{,}7 \times 10^6$/sec, Wellenlänge 1100 m.

№	Elektrodenlage	Objekt	Fläche S_1	Fläche S_2	Widerstand R Ohm	Kapazität C cm
1.	Auf den Innenflächen der beiden Hände		19,6	19,6	540	120
		R.S.N.	10,4	10,4	546	155
			1,8	1,8	720	180
2.	Eine Hand bis zur Handwurzel im Wasser, die andere Elektrode auf der inneren Handfläche der anderen Hand		400	10,4	544	120
		R.S.N.	400	1,8	594	163
3.	Ein Ellenbogen im Wasser, die andere Elektrode auf der inneren Handfläche desselben Armes		350	10,4	164	590
		M.W.K.	350	1,8	232	650
4.	Elektroden an der Mitte des Unterarms an beiden Seiten desselben Armes (Entfernung ca. 7 cm)		10,4	10,4	72	4800
		M.W.K.	1,8	1,8	172	2470
5.	Elektroden auf der Innen- u. Außenfläche einer Hand		10,4	10,4	55	5250
		M.W.K.	1,8	1,8	171	2060
6.	Elektroden auf der oberen u. unteren Seite der Zunge		2,1	2,1	54	5150
		M.N.N.	1,8	1,8	75	2950
7.	Elektroden auf der inneren u. äußeren Seite einer Wange		19,6	19,6	20	11700
		R.S.N.	8,05	19,6	28	9600
			1,8	19,6	86	3100
8.	Elektroden auf beiden Seiten des Halses (links und rechts)		19,6	19,6	46	6000
		M.W.K.	8,05	8,05	77	3780
			1,8	1,8	209	1670
9.	Elektroden an der Mitte des Unterarms, Arm mit starker Muskulatur und großer Fettschicht (Entf. der Elektroden ca. 10 cm)	D.N.W.	13,0	9,0	282	920

weitem Abstand (Fälle 1—3). Das kann dadurch erklärt werden, daß die Polarisationskapazität von den zahlreichen halbdurchlässigen Membranen erzeugt

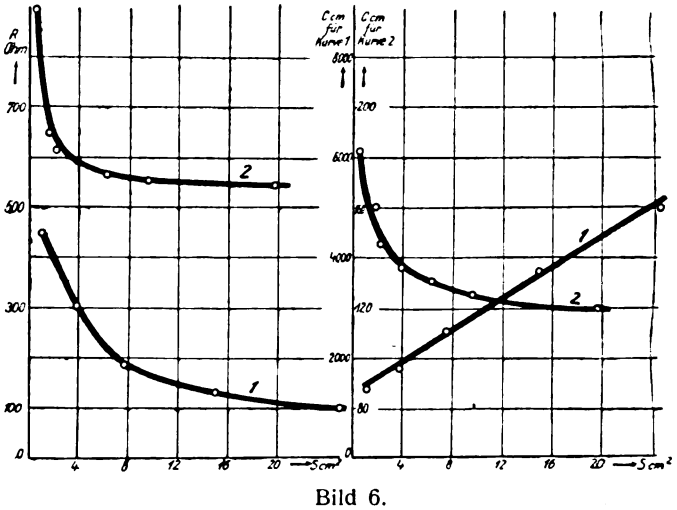


Bild 6.
Abhängigkeit von R und C von der Elektrodenfläche
1 naheliegende Elektroden (auf dem Unterarm)
2 weitliegende Elektroden (auf den Innenflächen der beiden Hände)

wird, die im Innern des Körpers sich befinden. Im Falle weit entfernter Elektroden liegt eine größere Zahl solcher Membranen hintereinander, was einer größeren Zahl in Reihe geschalteter Kapazitäten und folglich einer Verminderung der resultierenden Kapazität entspricht.

Digitized by Google

In Tabelle II ist noch eine interessante Tatsache bemerkenswert. Bei Vergrößerung der Fläche der Elektroden erhält man bei geringeren Elektrodenabständen (Fall 4—8) eine Verkleinerung des Widerstandes R und eine Vergrößerung der Kapazität C. Bei weit liegenden Elektroden (Fall 1—3) sinkt dabei sowohl der Widerstand R wie auch die Kapazität C. Zur weiteren Klärung dieser Tatsache unternahmen wir eine eingehende Untersuchung der Abhängigkeit von R und C von der Fläche der Elektroden. Bild 6 zeigt diese Abhängigkeit in zwei Fällen: 1. Elektroden in der Mitte des Unterarms zu beiden Seiten des Armes (nahe Anordnung); 2. Elektroden auf den Innenflächen der beiden Hände (weite Anordnung). In beiden Fällen war die Frequenz 272 kHz. Aus Bild 6 ist es ersichtlich, daß im Falle 2 die Werte von R und C einem Grenzwert zustreben, im Falle 1 dagegen strebt nur R einem Grenzwert zu, wogegen die Kapazität C mit dem Flächeninhalt S, wie es scheint, nach der Formel:

$$C = C_o' S + C_o$$

ständig zunimmt. Im Falle 1, wo R und C einem endlichen Grenzwert R_o, C_o zustreben, werden die Beziehungen

$$R = R_o + \frac{R_1}{S}; \quad C = C_o + \frac{C_1}{S}$$

genügend genau erfüllt.

Die Vergrößerung der Kapazität mit der Fläche im Falle 1 kann durch die Vermehrung der Polarisation

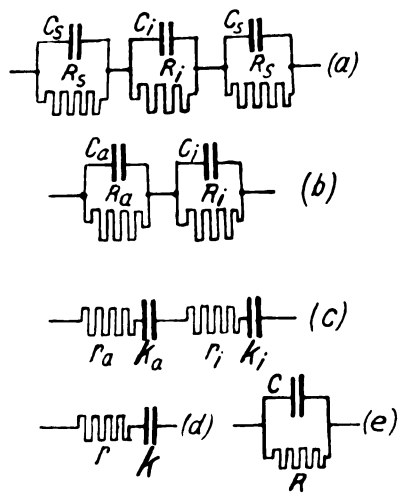


Bild 7.
Ersatz-Schema des inneren u. äußeren Widerstandes des Körpers.

wegen der Vergrößerung der Hautfläche erklärt werden. Es ist aber vollständig unklar, warum eine solche Vergrößerung im Falle 2 nicht stattfindet. Zur Erklärung dieser Tatsache machen wir die folgende Voraussetzung: Bei der Messung des gesamten Wechselstromwiderstandes wird die Gesamtheit der Widerstände und die Kapazität der inneren und äußeren Körperelemente gemessen. Wir nehmen an, daß wie der äußere so auch der innere Widerstand eine Kombination parallel geschalteten Widerstandes und Kapazität darstellt (Bild 7): Hier sind R_s und C_s den Hautschichten. R_i, C_i den inneren Schichten zugeschrieben. Nehmen wir weiter an, daß beide Elektroden dem Flächeninhalt nach gleich sind und symmetrisch an gegeneinanderliegenden Extremitäten gelegen sind, dann kann ihr gesamter Widerstand in eine parallele Kombination (C_a, R_a, Bild 7 b) zusammengefaßt werden, wobei:

$$C_a = C_s/2; \quad R_a = 2 R_s$$

ist. Der von uns gemessene gesamte Widerstand ist der parallelen Kombination R, C (Bild 7 e) äquivalent. Bei der Vergrößerung der Fläche bei weit liegenden Elektroden strebt dieser Widerstand einem Grenzwert zu, wie das Experiment zeigt. Wir nehmen an, daß diese Grenzwerte dem Widerstand und der Kapazität der inneren Gewebe entsprechen, und daß sie als ein unveränderlicher Anteil in alle Messungen bei veränderlicher Fläche eintreten. Diese Annahme wird gewiß nicht ganz genau erfüllt sein, da die Verteilung des Stromes in den inneren Geweben von dem Flächeninhalt der Elektroden abhängen kann; aber bei weitabliegenden Elektroden (z. B. auf den beiden Handflächen) kann angenommen werden, daß der innere Anteil des Widerstandes nur sehr wenig von der Elektrodenfläche abhängt. Subtrahiert man den inneren Widerstand R_i, C_i von dem gesamten R, C, so gehört der übriggebliebene Teil nur der Haut an und man kann annehmen, daß der Widerstand R_a der Fläche der Elektroden umgekehrt proportional, die Kapazität C_a dagegen derselben direkt proportional sein wird. Um die Subtraktion auszuführen, muß die parallele Kombination (b und e in Bild 7) in eine Reihen-Kombination (c und d in Bild 7) verwandelt werden, was nach den Formeln (2) leicht ausgeführt werden kann. Macht man diese Umrechnung, so erhält man die gesuchten Werte R_a und C_a aus den Beziehungen:

$$r_a = r - r_i; \quad \frac{1}{k_a} = \frac{1}{k} - \frac{1}{k_i}.$$

Wenn r_a und k_a gefunden sind, machen wir die reziproke Umrechnung auf die Parallel-Kombination des äußeren Widerstandes R_a und C_a mit Hilfe der Formeln:

$$R_a = r_a \frac{(\omega r_a k_a)^2}{1 + (\omega r_a k_a)^2}; \quad C_a = k_a \frac{1}{1 + (\omega r_a k_a)^2}.$$

Sind beide Elektroden der Größe nach gleich, so erhält man die Werte des Hautwiderstandes R_s und der Hautkapazität C_s, indem wir R_a halbieren und C_a verdoppeln. Nimmt man eine Elektrode, wie es in einer Reihe von Versuchen gemacht wurde, sehr groß (eine Hand in eine Lösung von NaCl getaucht), so ist der ihr entsprechende Oberflächenwiderstand praktisch gleich Null, die Kapazität dagegen wird sehr groß, so daß man ihren Wechselstromwiderstand im Vergleich mit der Kapazität der kleinen Elektrode, die in Serie eingeschaltet ist, vernachlässigen kann. In diesem Fall kann angenommen werden:

$$R_a = R_s; \quad C_a = C_s;$$

R_a und C_a sind offenbar nur durch die Elektrode von kleiner Fläche bedingt.

Die Berechnung ist für die Messungen von Bild 6 in Tab. III durchgeführt. Die Resultate der Rechnung sind für eine Reihe von Fällen in Bild 8 dargestellt.

Digitized by Google

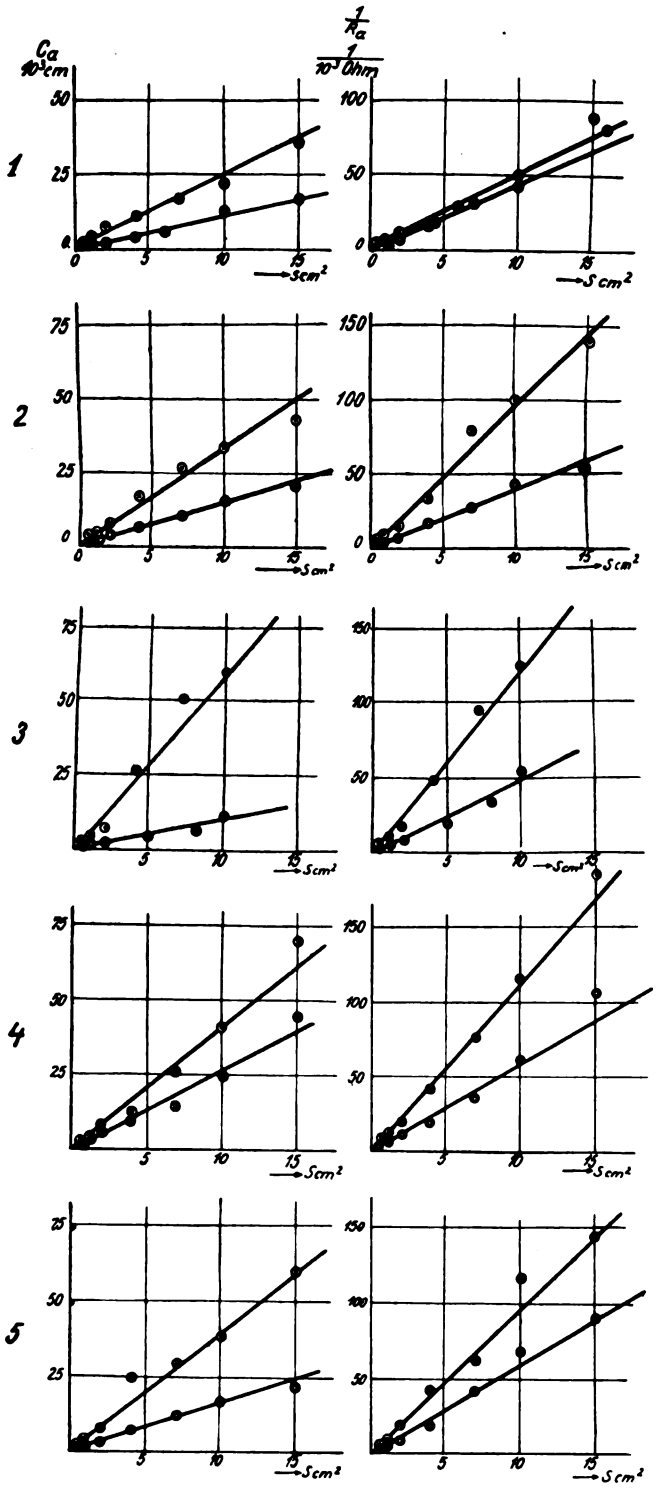


Bild 8.

Abhängigkeit der Hautkapazität (links) und des Hautwiderstandes (rechts) von den Elektrodenflächen bei weiter Anordnung

Wie man sieht, existiert in allen Fällen ohne Ausnahme eine Proportionalität zwischen der Fläche der Elektroden und den Größen C_a und $1/R_a$ in vollem Einklang mit der gemachten Voraussetzung

$$C_a = C_o S\,;\; R_a = \frac{R_o}{S} \qquad (6)$$

Der Winkel der Phasenverschiebung des Hautwiderstandes, der durch die Formel:

$$\operatorname{tg} \varphi_a = \omega R_a C_a = \omega R_o C_o \qquad (6')$$

gegeben ist, erweist sich bei konstanter Frequenz als unabhängig von der Elektrodenfläche. Die Abweichungen der Punkte von den Geraden in Bild 8 sind zuweilen recht groß; dennoch müssen die Resultate als befriedigend anerkannt werden, wenn man ins Auge faßt, daß der Widerstand lebender Objekte niemals beständig ist und daß man bei den Rechnungen kleine Unterschiede zwischen zwei nicht sehr genau bestimmten Größen nehmen muß, so daß kleine Schwankungen in den gemessenen Werten das Resultat erheblich verändern können. Messungen mit Flächen, die kleiner als 1 cm² sind, sind nicht sehr zuverlässig, da in diesem Falle infolge des Andrückens die Fläche des Einströmens sich größer als die Fläche des Elektroden erweisen kann. Außerdem hat man hier mit Strömen großer Dichte zu tun, die fast an der Reizschwelle liegen, und dieses führt nach Gildemeister zu einer Veränderung des Widerstandes und der Kapazität.

Tabelle III.

Elektroden gleicher Fläche auf den Handflächen beider Hände.

Frequenz = 272 kHz; λ = 1100 m.

S cm²	R Ohm	C cm	r Ohm	k cm	k_a cm	R_a	C_a cm	$\frac{1}{R_a} \cdot 10^3$ Ohm
0,5	875	245	750	1740	2190	486	1200	2,06
1	715	215	658	2775	4110	256	2060	3,91
2	632	182	605	4030	7680	138	3520	7,25
4	585	151	570	5570	16100	67	6500	14,9
7	565	136	553	6590	29420	37	10800	27,0
10	555	129	546	7220	47800	23,6	15500	42,4
15	550	125	542	7520	65400	18,2	20400	55,0
∞	537	116	530	8480	—	—	—	—

In Tab. IV sind die Werte des Widerstandes und der Kapazität pro 1 cm² der Handfläche angegeben; sie sind nach den Angaben des Bildes 8 berechnet für die Frequenz $f = 272$ kHz. Die Numerierung von Bild 8 und Tab. IV stimmen überein.

Die Daten Nr. 1 (a und b) der Tab. IV sind mit den weiter angeführten nicht vergleichbar, da die Messungen bei anderen Frequenzen durchgeführt wurden: der gesamte Verlauf der Abhängigkeit besitzt indessen denselben linearen Charakter. Bei der Frequenz $f = 272$ kHz ($\lambda = 1100$ m) ergibt sich der mittlere Wert der Kapazität pro cm² der Haut:

$$C_o = 3860 \pm 400 \text{ Ohm}$$

und der Widerstand pro cm²:

$$R_o = 101 \pm 5 \text{ Ohm}.$$

Die Kenntnis der mittleren Größen des Hautwiderstandes und der Kapazität ist von praktischer Bedeutung, da bei Messungen des Widerstandes beliebiger Objekte die Hautkomponenten des gesamten Widerstandes ausgeschlossen und die Werte R_i und C_i für die inneren Gewebe allein nach dem oben angegebenen Verfahren berechnet werden können.

Da bei krankhaften Prozessen merkenswerte Veränderungen des Widerstandes und hauptsächlich der Polarisation der Gewebe beobachtet werden, so sind

Digitized by Google

Tabelle IV.

Widerstand und Kapazität pro cm² der Hautfläche.

№	Anordnung der Elektroden am Körper	Frequenz f kHz	R_a Ohm	C_a cm
1.	a) Eine Elektrode (trockene) an der Innenfläche der rechten Hand, die andere Hand bis zum Handgelenk in einer Kochsalzlösung	239	232	2500
	b) Elektroden (trock.) gleicher Größe an den Innenflächen der beiden Hände	398	100	2400
2.	a) Eine Elektrode (feuchte) auf der Innenfläche der rechten Hand, die andere Hand bis zum Handgelenk in einer Kochsalzlösung	272	100	3300
	b) Elektroden (feuchte) gleicher Fläche an den Innenflächen der beiden Hände	272	125	3000
3.	a) Eine Elektrode (feuchte) auf dem rechten Unterarm nahe dem Handgelenk, die andere Hand bis zum Handgelenk in eine Kochsalzlösung getaucht	272	82	5700
	b) Elektroden (feuchte) gleicher Fläche auf den beiden Unterarmen nahe den Handgelenken	272	110	2000
4.	a) Eine Elektrode auf dem rechten Unterarm nahe dem Handgelenk, die andere (250 cm²) über dem Ellenbogen desselben Armes (beide Elektroden feucht)	272	113	4100
	b) Eine Elektrode auf dem linken Unterarm nahe dem Handgelenk, die andere (250 cm²) über dem Ellenbogen desselben Armes (beide Elektroden feucht)	272	86	5400
5.	a) Eine Elektrode (feuchte) auf dem rechten Unterarm, die linke Hand bis zum Handgelenk in einer Kochsalzlösung	272	105	4000
	b) Elektroden (feuchte) auf dem Handgelenk des rechten u. linken Unterarmes (Abstand vom Handgelenk 15 cm)	272	86	3400

solche Messungen ohne Zweifel von großem praktischen Interesse.

Bei nahe liegenden Elektroden spielen die Oberflächenelemente die ausschlaggebende Rolle im Vergleich mit den inneren, wobei die inneren R_i und C_i ihrerseits von den Flächen der Elektroden abhängen. In diesem Falle wird immer eine Tendenz zur Verminderung des Widerstandes und zur Vergrößerung der Kapazität bei Vergrößerung der Elektrodenflächen beobachtet, wie aus Tab. II und Bild 6 hervorgeht. Das oben angegebene Verfahren der Berechnung des Oberflächenwiderstands und der Kapazität ist in diesem Falle nicht anwendbar, da die Annahme über die Konstanz des inneren Widerstandes und der Kapazität bei verschiedenen Elektrodenflächen hier ersichtlich nicht erfüllbar wird.

Da Gildemeister[14]) bei seinen Versuchen Elektroden von 6—8 cm² angewendet hat, die an beiden Seiten eines Unterarmes angelegt waren (d. h. recht große und sehr nahe liegende Elektroden), so kann man annehmen, daß die von ihm gefundenen Werte der Kapazitäten und Widerstände hauptsächlich den inneren Geweben, aber nicht der Haut zugeschrieben werden müssen; freilich hat bei niedrigen Frequenzen die Beziehung zwischen dem inneren und dem Hautwiderstand die Tendenz der Hautkomponente größeren Einfluß einzuräumen (siehe Abschn. V), so daß ohne eine spezielle Untersuchung diese Frage nicht beantwortet werden kann.

[14]) M. Gildemeister, l. c.

V. Die Abhängigkeit des Widerstandes und der Kapazität von der Frequenz des Stromes

(vorläufige Ergebnisse).

Wie in Abschn. III erwähnt wurde, sind Widerstand und Kapazität des Körpers Funktionen der Frequenz des Wechselstromes. Zur näheren Aufklärung dieser Abhängigkeit untersuchten wir einen breiten Bereich der Frequenzen, von 14 bis 1500 kHz, d. h. mehr als sechs Oktaven. Messungen des Widerstandes bei niederen Frequenzen sind von uns noch nicht durchgeführt worden. Im Gebiet der höheren Frequenzen ($f > 1500$ kHz) macht sich der Einfluß elektrostatischer Nebenkapazitäten stark bemerkbar, die Messungen werden daher weniger zuverlässig. Ein großes Interesse bietet das Studium der Energieabsorption bei ultrahohen Frequenzen (einigen Zehnmillionen Hertz), wo eine Resonanz mit den Zellen der Gewebe und spezielle physiologische Prozesse zu erwarten sind[15]); in der vorliegenden Arbeit wird diese Frage nicht berührt.

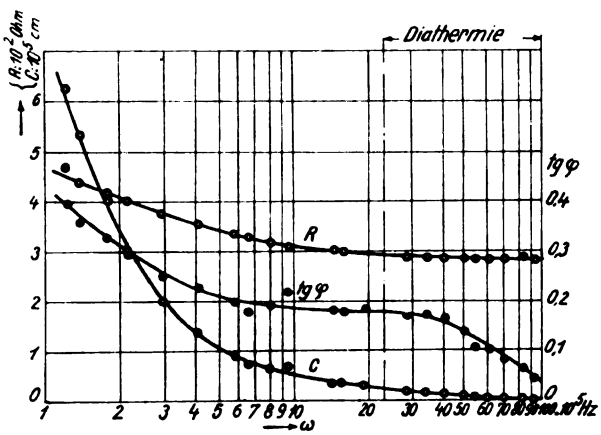


Bild 9.
Abhängigkeit von R und C von der Kreisfrequenz. Elektroden an den Handgelenken ($S_1 = S_2 = 22$ cm²).

In Bild 9 sind Resultate der Messungen von R und C für den Fall der Elektroden (Flächeninhalt 22 cm²) an den Handgelenken der beiden Hände (Objekt K. A. I.) dargestellt. Da bei einer so großen Fläche der Einfluß der oberflächlichen R_a und C_a sehr gering ist, so erhält man tatsächlich die Abhängigkeit des Widerstandes R_i und der Kapazität C_i nur der inneren Gewebe des Organismus von der Frequenz des Wechselstromes. Wie man aus den Kurven ersieht, verkleinert sich der Widerstand R bis zu Frequenzen von der Ordnung 300 kHz ($\omega = 20 \cdot 10^5$), indem er einem Grenzwert von ca. 280 Ohm zustrebt. Bei der Frequenz 100 kHz beträgt er 325 Ohm, d. h. ca. 120% des Grenzwertes. Die Kapazität C fällt schneller, indem sie zu einem verschwindend kleinen Grenzwert zustrebt. Analoge Messungen für kleinere

[15]) J. Schereschevsky, Publ. Health Reports 41, S. 1939, 1926; 43, S. 927, 1928; E. Schliephake, Klin. Wochenschr. 43, S. 1600, 1928; Referat in Berichte d. gesammt. Physiol. 48, S. 149, 1929.

Digitized by Google

Elektroden, die beide an demselben Unterarm gelegt sind, sind in Bild 10 wiedergegeben. Kreise im Gebiet von niederen Frequenzen und hohen Frequenzen beziehen sich auf ein und dasselbe Objekt (M. W. K.); die Elektrodenfläche betrug 13 und 16 cm². Punkte mit Kreisen im mittleren Teil der Kurve stellen

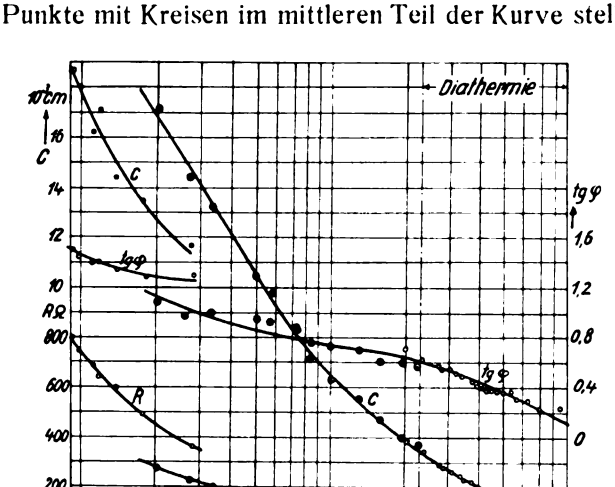


Bild 10.
Abhängigkeit von R und C von der Kreisfrequenz. Elektroden an dem Unterarm.

die Messungen mit Elektroden von 16 cm² am anderen Objekt (R.S.N.) dar. In den beiden letzten Fällen ist der Einfluß der oberflächlichen R_a und C_a wahrscheinlich sehr gering, im ersten Fall ($S = 13$ cm²) ist der Einfluß bedeutender. Alle Punkte liegen sehr gut

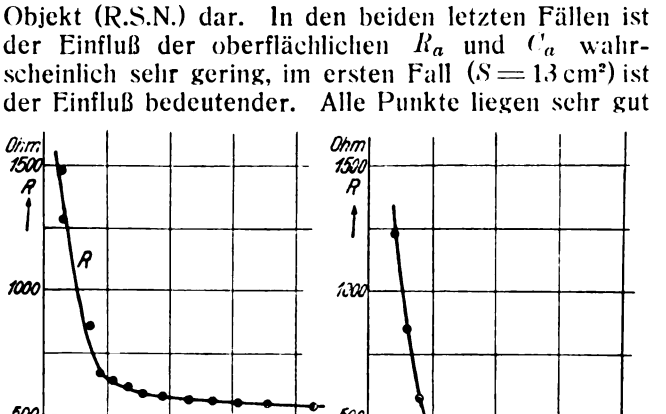


Bild 11.
Abhängigkeit des gesamten Widerstandes R, des inneren Widerstandes R_i und des äußeren Widerstandes R_a des Körpers von der Kreisfrequenz.

auf den glatt abfallenden Kurven; die Kurven für höhere Frequenzen treffen recht gut zusammen. Die stärker herausfallenden Werte, die bei niederen Frequenzen erhalten worden sind, können durch den Einfluß etwas kleineren Elektrodenfläche erklärt werden. Der Widerstand R strebt wie früher einem Grenzwert zu (ca. 30 Ohm); es ist zu bemerken, daß er bei der Frequenz von 100 kHz ($\omega = 6{,}28 \cdot 10^5$) noch ca. 400% des Grenzwertes beträgt. Die Kapazität C fällt mit dem Anwachsen der Frequenz schneller ab als R.

Auf Grund der früher angegebenen Betrachtungen stellen wir fest, daß im Gebiete hoher Frequenzen eine Frequenzabhängigkeit des Widerstandes und der Kapazität der inneren Gewebe stattfindet, da die Elektrodenfläche groß ist und der Hautwiderstand einen merklichen Einfluß auf die Messungsresultate ausübt. Die Größe R ist beim Durchgang des Stromes zwischen zwei Händen viel größer, als wenn beide Elektroden an denselben Unterarm angelegt sind, was zweifellos durch den längeren Weg im ersten Falle erklärt wird; die Kapazität C erweist sich dagegen im ersten Fall bedeutend kleiner. Eine Erklärung dieser Erscheinung als Reihenschaltung einer großen Anzahl von Polarisationselementen im Innern des Körpers wurde schon oben angegeben.

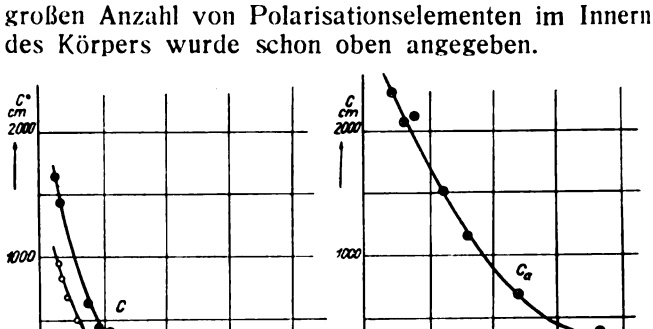


Bild 12.
Abhängigkeit der gesamten Kapazität C, der inneren Kapazität C_i und äußeren Kapazität C_a des Körpers von der Kreisfrequenz.

Zur Aufklärung der Frequenzabhängigkeit des oberflächlichen Widerstandes und der Kapazität wurden folgende Messungen durchgeführt: Zuerst wurde die Abhängigkeit von R und C von der Frequenz gemessen, wobei Elektroden von 1 cm² Fläche an die Innenflächen der beiden Hände angelegt wurden; dann wurden die Hände bis zum Handgelenk in eine Kochsalzlösung gesenkt, die Elektrodenfläche betrug jetzt ca. 500 cm², und analoge Messungen bei verschiedenen Frequenzen ausgeführt. Im letzteren Falle hatte man es nur mit den inneren Komponenten R_i und C_i zu tun; mit Hilfe der im IV. Abschnitt dargelegten Methode wurden aus diesen Messungen die Oberflächengrößen R_a und C_a bestimmt und so konnten wir ihre Abhängigkeit von der Frequenz des Stromes finden. Die Resultate dieser Messungen sind in Tab. V und in den Bildern 11 und 12 wiedergegeben.

Tabelle V.

S cm²	ω 10^5 Hz	R Ohm	C cm	R Ohm	k cm	R_a Ohm	k_a cm	R_a Ohm	C_a cm	$\frac{1}{R_a} \cdot 10^3$ Ohm
1	5	1245	1245	759	2925	355	3260	1220	2300	0,82
500	5	414	703	404	28050	—	—	—	—	—
1	7,5	973	860	656	2625	272	3030	849	2060	1,18
500	7,5	393	458	384	20800	—	—	—	—	—
1	10	757	590	608	2990	236	3580	577	2120	1,74
500	10	378	320	372	18000	—	—	—	—	—
1	15	632	355	555	2890	198	3710	331	1490	3,02
500	15	363	212	357	13120	—	—	—	—	—
1	20	602	252	541	2475	193	3195	297	1150	3,37
500	20	353	150	348	11030	—	—	—	—	—
1	30	572	140	534	2105	193	2800	252	656	3,96
500	30	345	92	341	8470	—	—	—	—	—
1	45	549	80	524	1742	193	2260	234	394	4,27
500	45	333	48	331	7550	—	—	—	—	—

Digitized by Google

Wie man aus den Kurven ersieht, strebt R_a (bei $S = 1$ cm²) beim Anwachsen der Frequenz zu einem endlichen, die Kapazität C_a zu einem sehr kleinen Grenzwerte. Die Abhängigkeit von der Frequenz ist bei R_a schärfer ausgedrückt als bei R_i; für C_a und C_i ist der Verlauf der Kurven ungefähr gleich.

Bild 13 stellt ein Vektordiagramm dar für den Fall, daß die Elektroden an den Unterarm angelegt sind

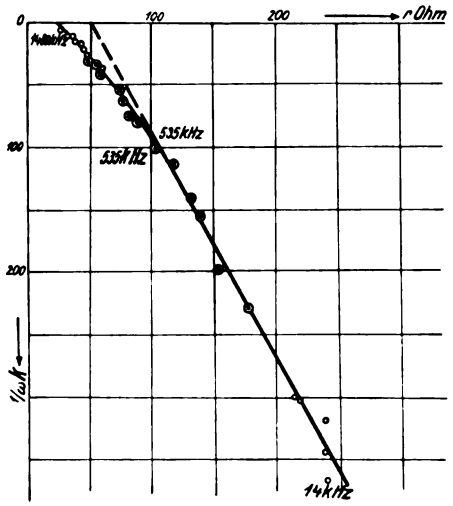


Bild 13.
Vektordiagramme des Körperwiderstandes für den Fall naheliegender Elektroden (auf dem Unterarm ein und desselben Armes).

(Messungen von Bild 10). Es zeigt, daß die lineare Abhängigkeit zwischen r und $\frac{1}{\omega k}$ nur annähernd im Bereiche von 14 bis 500 kHz erfüllt ist. Der Neigungswinkel der Geraden ergibt sich zu 60°, der Grenzwiderstand $r_\infty = 30$ Ohm. Vektordiagramme für

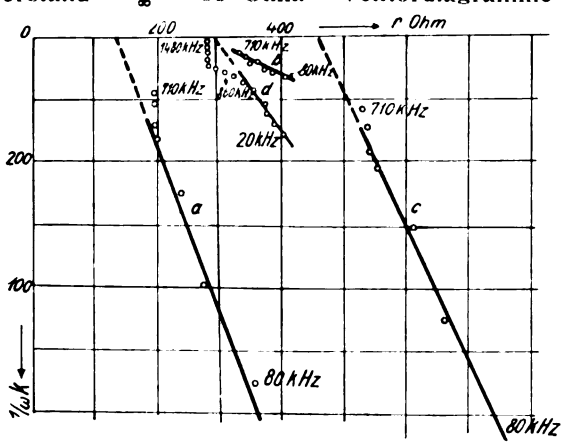


Bild 14.
Vektordiagramm des Körperwiderstandes bei weitliegenden Elektroden [an den beiden Handflächen (a, b, c) und beiden Handgelenken (d)].

Elektroden, die an die Innenflächen der beiden Hände angelegt sind, sind durch die Kurven a—c von Bild 14 dargestellt, wobei die erste Kurve dem oberflächlichen, die zweite dem inneren und die dritte dem gesamten Widerstand entspricht. Hier, wie in dem vorhergehenden Falle, gilt bei niederen Frequenzen ein annähernd lineares Gesetz, wobei der Neigungswinkel für die inneren Gewebe nicht sehr groß ist (ca. 30°); wie für den gesamten Widerstand, so beträgt er auch für den oberflächlichen Widerstand ca. 70°. Ein Vektordiagramm für den Fall, daß die Elektroden an die beiden Handgelenke angelegt sind, ist durch die Kurve d von Bild 14 dargestellt. Alle diese Diagramme zeigen, daß die lineare Beziehung im Gebiet bis 500 kHz annähernd erfüllt ist. Bei höheren Frequenzen werden Abweichungen von der linearen Abhängigkeit bemerkbar. Die angegebenen vorläufigen Ergebnisse sind nicht hinreichend, um die genauen Gesetze der Frequenzabhängigkeit von R und C festzustellen, wozu noch weitere Messungen notwendig sind.

VI. Die Absorption der elektrischen Energie im menschlichen Körper.

Die Leistung des elektrischen Stromes, die im Körper absorbiert wird, wird durch die Formel $W = I^2 r$ bestimmt, wo r den Wirkwiderstand, I die effektive Stromstärke bedeuten. Die Werte von r sind, wie wir gesehen haben, Funktionen der Frequenz und der Fläche der angewandten Elektroden. Es ist wichtig zu kennen, welche Energiemenge bei der Diathermiebehandlung von den inneren Geweben absorbiert wird. Die Absorption der Energie von den oberflächlichen Schichten ist dagegen meistenteils nicht wünschenswert, da sie eine starke Erwärmung der oberflächlichen Schichten bei geringer Erwärmung der inneren Gewebe hervorruft. Die umgekehrte Forderung besteht offenbar bei Aetzung und Koagulation durch hochfrequente Ströme.

Durch die Angaben der Tabelle V kann man die äußere Komponente r_a und die innere r_i des gesamten Wirkwiderstandes r bestimmen und eine Beziehung zwischen den von ihnen absorbierten Leistungen bei verschiedenen Frequenzen feststellen. Dies ist auch in Tab. VI ausgeführt, wobei sich r_a auf 1 cm² Elektrodenfläche bezieht.

Tabelle VI.

Die Verteilung der absorbierten Leistung zwischen den oberflächlichen und inneren Geweben.

Elektroden von 1 cm² an die Innenflächen der beiden Hände angelegt.

λ m	f kHz	r Ohm	r_i Ohm	r_a Ohm	Verteilung der Leistung % äußerlich	innerlich
3774	79,5	759	404	355	53,2	46,8
2516	119,25	656	384	272	58,5	41,5
1887	159	608	372	236	61,3	38,7
1258	238,5	555	357	198	64,2	35,8
944	318	541	348	193	64,6	35,4
629	477	534	338	193	63,7	36,3
419	715,5	524	331	193	63,1	36,9

Man ersieht hieraus, daß bei einer Steigerung der Frequenz die Verteilung der absorbierten Leistung, und folglich die Wärmeentwicklung, sich von den äußeren Schichten zu den inneren verschiebt (bei konstant gehaltener Elektrodenfläche). In Tab. VII wird die Verteilung der absorbierten Leistung zwischen den äußeren und inneren Geweben bei fester Frequenz und verschiedenen Elektrodenflächen angegeben.

Aus Tab. VII sehen wir, daß bei großen Elektrodenflächen fast die ganze Wärmemenge sich im Innern des Körpers entwickelt, bei kleinen dagegen (0,5 cm²)

Digitized by Google

Tabelle VII.

Elektroden auf den Innenflächen der beiden Hände; Frequenz 272 kHz; $\lambda = 1100$ m.

S cm²	r Ohm	r_i Ohm	r_a Ohm	Verteilung der Leistung % inner.	äußer.
0,5	750	530	220	70,7	29,3
1	658	530	128	80,5	19,5
2	605	530	75	87.6	12,4
4	570	530	40	93,0	7,0
7	553	530	23	95,8	4,2
10	546	530	16	97,1	2,9
15	542	530	12	97,8	2,2
20	538	530	8	98,5	1,5

wird der größere Teil der Wärme (30%) an den Oberflächen entwickelt und ruft eine Ueberhitzung und Reizung der Haut hervor. Der Einfluß der Elektrodenfläche wird nur dann merklich, wenn die Elektroden kleiner als 10 cm² sind. Bei größeren Flächen wird die von den oberflächlichen Schichten absorbierte Leistung verhältnismäßig sehr klein.

Die wohlbekannte Tatsache, daß sich die Wärme bei der Diathermiebehandlung in der Umgebung der Elektroden lokalisiert, kann augenscheinlich dadurch erklärt werden, daß bei Vergrößerung des Elektrodenabstandes der Strom sich auf einen größeren Querschnitt verteilt und folglich seine Dichte und dementsprechend die Intensität der Erwärmung der Gewebe sich verkleinert. Es sind auch Fälle möglich, wo eine Vergrößerung der Stromdichte weitab von den Elektroden beobachtet wird, die durch die spezielle Struktur der Gewebe bedingt ist. Ein solcher Fall findet bei Elektroden statt, die in den Händen eingedrückt sind; hier wird die maximale Stromdichte etwas höher als in der Handwurzel.

In Tab. VIII werden Daten angegeben, die die Veränderungen der vom Körper absorbierten Leistung bei

Tabelle VIII.

Frequenz in kHz	20,4	32,5	53,2	115	250	490	865	1130	1320
Wirkwiderstand r Ohm	151	129	101	74	54	46	32	29	27
Absorbierte Leistung (rel. Maß)	560	477	374	274	200	171	118	108	100

fester Stromstärke und verschiedenen Frequenzen kennzeichnen für den Fall von Elektroden, die zu beiden Seiten eines Unterarmes angelegt sind. Die Leistung, die bei sehr hohen Frequenzen absorbiert wird, wobei der Widerstand seinem Grenzwert nahe kommt, wird gleich 100 gesetzt. Die Rechnung wurde nach Formel (2) und den Angaben von Bild 10 durchgeführt.

Tabelle IX.

Frequenz in kHz	19,2	34,4	66,0	128	229	304	830	1480
Wirkwiderstand r Ohm	404	372	335	307	291	282	279	279
Absorbierte Leistung (rel. Maß)	145	133	120	110	104	101	100	100

Analoge Werte für Elektroden, die sich an den Handgelenken der rechten und linken Hand befinden, sind in Tab. IX angegeben. Die Zahlenwerte sind aus Bild 9 entnommen.

Berechnet man den Wirkwiderstand r aus den Werten von Bild 9, so erweist es sich, daß im Gebiet der Frequenzen von 370 bis 1600 kHz (die bei der Diathermiebehandlung angewendet werden) die Größe des Widerstandes bei weiter Anordnung der Elektroden sich wenig ändert; bei naher Anordnung der Elektroden ist sie bemerkenswerten Veränderungen bis 60% unterworfen; das gleiche gilt für die absorbierte Leistung, die proportional r ist.

Durch diesen Umstand wird die verschiedene Wärmewirkung diathermischer Apparate, die mit verschiedenen Frequenzen arbeiten, erklärt. Apparate, die bei hoher Frequenz arbeiten, ergeben bei ein und derselben Stromstärke im allgemeinen eine kleinere Wärmewirkung.

Tabelle X.

Wirkwiderstand bei verschiedener Anordnung der Elektroden im Gebiet der diathermischen Frequenzen. Die Stromstärke ist in allen Fällen $J = 140$ mA; Objekt G. S. S.

№	Lage und Größe der Elektroden	Wellenlänge m	cos φ	Widerstand Ohm	%
1.	Zylinder, die in den Händen eingedrückt festgehalten sind; $S_1 = S_2 = 90$ cm²	800	0,999	475	103
		500	0,998	469	102
		300	0,998	461	100
2.	Die erste Falange des Zeigefingers $S_1 = 10$ cm²; der Unterarm der anderen Hand $S_2 = 65$ cm²	800	0,998	502	107
		500	0,997	490	104
		300	0,995	472	100
3.	Der Unterarm der linken Hand an der inneren und äußeren Seite (in Entfernung von 20 cm vom Handgelenk); $S_1 = S_2 = 32$ cm²	800	0,905	34	162
		500	0,933	26	124
		300	0,944	21	100
4.	Ellenbogengelenke $S_1 = S_2 = 32$ cm²	800	0,933	37	176
		500	0,942	31	148
		300	0,946	21	100
5.	Schultergelenke $S_1 = S_2 = 32$ cm²	800	0,932	47	152
		500	0,933	38	123
		300	0,936	31	100
6.	An beiden Seiten des Halses $S_1 = S_2 = 32$ cm²	800	0,891	36	200
		500	0,919	27	150
		300	0,935	18	100
7.	Auf Stirn und Nacken $S_1 = S_2 = 32$ cm²	800	0,948	82	144
		500	0,954	62	109
		300	0,957	57	100
8.	Auf Brust und Rücken $S_1 = S_2 = 150$ cm²	800	0,977	31	156
		500	0,982	25	125
		300	0,983	20	100
9.	Brust in transversaler Richtung $S_1 = S_2 = 150$ cm²	800	0,973	29	153
		500	0,974	23	121
		300	0,976	19	100
10.	Auf der rechten Hand am Handgelenk und am linken Bein (an der Wade) $S_1 = S_2 = 75$ cm²	800	0,995	248	106
		500	0,996	238	102
		300	0,996	234	100
11.	Auf der linken Hand (am Handgelenk und am linken Bein (an der Wade) $S_1 = S_2 = 75$ cm²	800	0,988	274	103
		500	0,990	268	101
		300	0,992	266	100
12.	Auf der äußeren und inneren Fläche der Wange $S_1 = S_2 = 19,5$ cm²	800	0,837	32	188
		500	0,879	23	135
		300	0,886	17	100
13.	An beiden Seiten der Zunge $S_1 = S_2 = 1,04$ cm²	800	0,843	58	153
		500	0,877	50	132
		300	0,877	38	100

Digitized by Google

In Tab. X ist die Umrechnung des Wirkwiderstandes r, der die absorbierte Leistung bestimmt, für verschieden gelegene Elektroden und für verschiedene Größen der Elektroden auf Grund von Messungen der Parallelkombination R und C angegeben.

Die Vergrößerung des Widerstandes, die bei einer Verkleinerung der Elektrodenflächen beobachtet wird, wird hauptsächlich durch die starke Vergrößerung des Oberflächenwiderstandes erklärt, wie es sich bei den vorhergehenden Fällen ergab; in der letzten Spalte ist die Vergrößerung von r in Prozenten derselben Größe bei größerer Frequenz ($\lambda = 300$ m, $f = 10^6$ Hz) berechnet. In der 2. Spalte sind noch die Werte für $\cos\varphi$ angegeben; sie liegen fast immer sehr nahe dem Werte 1.

VII. Untersuchung der Absorption von Hochfrequenzströmen in einer Kochsalzlösung.

D'Arsonval[16]) untersuchte die Absorption der Energie hochfrequenter Ströme in Lösungen von Kochsalz und Blutserum und fand, daß bei allmählicher Verdünnung der Lösung bei konstanter Stärke des durchsetzenden Stromes die Erwärmung erst anwächst, alsdann zu fallen anfängt, obgleich der Widerstand sich vergrößert, so daß es scheint, als ob das Joule-Lentzsche Gesetz nicht erfüllt ist. Bei seinen Versuchen befand sich die Lösung in einer Küvette von 50 cm³ Inhalt; die Elektroden von 8 cm² Fläche waren parallel zueinander in einer Entfernung von 2 cm angebracht. Der Strom wurde von einem diathermischen Apparat der Firma Gaiffé geliefert und konstant gehalten (500 mA), wozu man, wie es D'Arsonval bemerkt, die Wellenlänge stark verändern mußte; die Wellenlänge lag im Gebiet von 150 m. Die Lösung wurde allmählich verdünnt, so daß ihr Widerstand von 10—15 Ohm bis auf einige Zehntausend Ohm zunahm. Der Strom wurde 2 Minuten durchgeleitet. Die Temperatur wurde mit Hilfe eines Spiritusthermometers gemessen. D'Arsonval fand, daß bei einem Widerstand der Lösung, der nahe 1000—1500 Ohm liegt, die Erwärmung ein scharf ausgeprägtes Maximum zeigt und bei weiterer Vergrößerung des Widerstandes fällt, so daß das Joule-Lentzsche Gesetz nicht erfüllt zu sein scheint.

Wir wiederholten diese Versuche, indem wir den Strom durch eine Lösung von NaCl in destilliertem Wasser durchließen und gleichzeitig den Widerstand und die Kapazität der Lösung maßen (nach der Methode des Differentialtransformators).

Die Lösung wurde in ein Dewargefäß mit vertikalen Wänden eingegossen, auf denen sich Stanniolelektroden befanden (Fläche 50 cm², Entfernung 5 cm), die teilweise aus der Lösung hervortraten. Das Volumen der Lösung betrug 100 cm³. Der Strom wurde 40 sec durchgeleitet, wobei die Stromstärke (80 mA) während sämtlicher Versuche konstant gehalten wurde; die Frequenz von 429 kHz (Wellenlänge 700 m) blieb auch unverändert während sämtlicher Versuche.

Um die möglichen Kapazitätsströme zwischen der Leitung und den umgebenden Gegenständen zu verkleinern, wurde die Leitung durch die Luft, 4 m hoch über dem Boden gezogen und traf das Dewargefäß senkrecht zu den Wänden von verschiedenen Seiten. Der Amperemeter wurde in der Nähe des Gefäßes eingeschaltet, so daß der die Lösung durchsetzende Strom direkt gemessen werden konnte. Die Temperatur wurde mit einer Genauigkeit von 0,05° C gemessen. In Bild 15 ist der Zusammenhang der Temperaturzunahme Δt der Lösung mit der Größe ihres Wirkwiderstandes r angegeben.

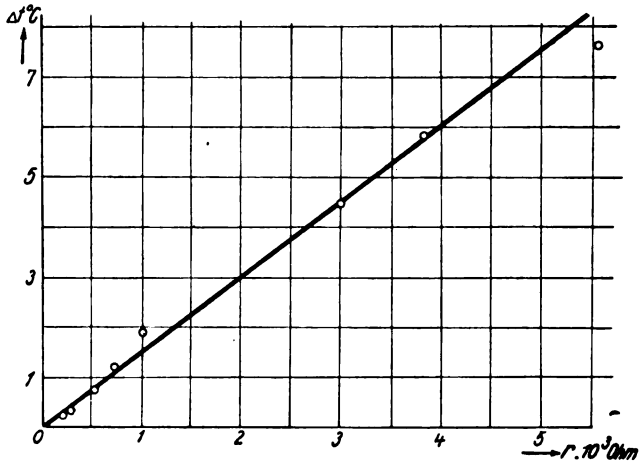


Bild 15.
Absorption der elektrischen Energie hochfrequenter Ströme in Kochsalzlösungen und die mit ihr verbundene Temperatursteigerung bei Veränderung des Widerstandes der Lösung.

Die gemessenen Größen liegen sehr gut auf einer Geraden, was auf das Vorhandensein einer direkten Proportionalität zwischen dem Widerstand der Lösung und der entwickelten Wärme hinweist. Es wird also ersichtlich, daß das Joule-Lentzsche Gesetz für die Lösung erfüllt ist und seine Gültigkeit für große Widerstandswerte der Lösung nicht verliert.

In der Arbeit von D'Arsonval ist nicht angegeben, auf welche Weise der Widerstand der Lösung gemessen wurde. Wenn dies mit Hilfe der Kohlrauschschen Brücke bei niederen Frequenzen ausgeführt wurde, so ist es möglich, daß der Fehler durch die Extrapolation auf hohe Frequenzen entstand, wo eine Korrektion wegen des Einflusses der Kapazität eingeführt werden muß, die recht bedeutend ist. Berechnet man die Kapazität aus den Dimensionen der Küvette, indem man die Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 80$ setzt, so erhält man einen Wert, der nahe 25 cm liegt. In Tab. XI sind die von D'Arsonval gegebenen Werte von R und Δt und die von uns nach der Formel (2) berechneten Werte von r angegeben, wobei r den Wirkwiderstand der Lösung bedeutet

[16]) D'Arsonval, C. R., 185, S. 324 und 740, 1927.

Tabelle XI.

R	13	115	180	360	500	1200	1500	2800	8000	11000	2200	30000	35000
Δt	2	10	19	50	60	90	96	80	16	10	4	3	2
r	13	115	179	355	474	1030	1200	1490	990	713	403	297	254
$r/\Delta t$	6,5	11,5	9,4	7,1	7,9	10,3	12,5	18,6	62	71	101	99	127

Digitized by Google

und $\omega = 2\pi F = 12{,}56 \cdot 10^6$ angenommen ist ($\lambda = 150$ m). Der Wert von r zeigt ein Maximum (bei $R = \frac{1}{\omega C} =$ 3000 Ohm), das aber mit dem von D'Arsonval gemessenen Temperaturmaximum bei 1500 Ohm nicht übereinstimmt. Das Verhältnis $r/\Delta t$, welches unveränderlich sein sollte, ändert sich, wie man aus der Tabelle ersieht, um mehr als das Zehnfache.

Dies ist dadurch zu erklären, daß bei großen Werten des Widerstandes ein großer Teil des Stromes, der vom Amperemeter des diathermischen Apparates gemessen wurde, durch Neben-Kapazitäten abgeleitet wurde, da das Amperemeter sich auf einer Schaltplatte des Apparates weit vom Gefäß mit der Lösung befand.

Eine einfache Rechnung zeigt, daß man beim Vorhandensein einer Nebenkapazität von 50—60 cm eine (bei großen Werten des Widerstandes R) vielfache Verkleinerung des Wirkwiderstandes erhält, dessen Größenordnung dann mit den Messungen von D'Arsonval vereinbar ist, wobei die Konstanz des Verhältnisses $r/\Delta t$ bei allen gebrauchten Widerständen erhalten bleibt. Bei kleinen Werten des Widerstandes R läßt sich der Einfluß der Kapazität fast nicht bemerken, so daß das Verhältnis $r/\Delta t$ seinen früheren Wert beibehält. Eine Kapazität der Ordnung 50—60 cm zwischen den Leitungen kann immerhin vorliegen.

Die von D'Arsonval angegebenen Werte R können nicht dem die Erwärmung bedingenden Wirkwiderstande zugerechnet werden; dies ist aus der Tatsache ersichtlich, daß bei großen R-Werten eine außerordentlich große Leistung verbraucht sein müßte, die der diathermische Apparat in keinem Falle geben konnte. So z. B. bei $R = 35\,000$ Ohm müßte der Apparat 8,75 Kilowatt liefern.

Wie schon oben erwähnt wurde, besteht in letzter Zeit die Tendenz, aus den Angaben von D'Arsonval neue Theorien des Wärmeeinflusses von hochfrequenten Strömen durch den Organismus aufzubauen. Wir glauben, daß die von uns angegebenen Resultate vollständig genügen, um zu zeigen, daß der Wärmeeffekt hochfrequenter Ströme unbestreitbar nur in Form von Joulescher Wärme zu suchen ist. Was die Verstärkung des Stoffwechsels anbetrifft, die unter dem Einfluß hochfrequenter Ströme stattfinden kann, und die mit diesem verbundene zusätzliche Wärmeentwicklung, so soll auf diese Frage hier nicht näher eingegangen werden.

Bei einem Salzgehalt von 0 bis 0,144% ändert sich der Wirkwiderstand r der Lösung von 5400 bis 70 Ohm, die in Serie mit r geschaltete Kapazität k von 130 bis 50000 cm, wobei es sich erwies, daß der Wert von k der Konzentration der Lösung direkt proportional, der Wert von r ihr umgekehrt proportional ist.

Messungen des Widerstandes an Kochsalzlösungen verschiedener Konzentration (von 0,007 bis 0,7%) bei verschiedenen Frequenzen von 365 bis 1200 kHz zeigten, daß sowohl der Widerstand R wie auch die Kapazität C von der Frequenz fast unabhängig sind.

Zum Schluß möchten wir dem Direktor des Staatl. Röntgen-Instituts, Herrn Prof. Dr. P. P. Lasareff, für die Bereitstellung der nötigen Mittel und das Interesse, das er unserer Arbeit widmete, unseren besten Dank aussprechen.

VIII. Zusammenfassung.

1. Der elektrische Widerstand des menschlichen Körpers stellt für Wechselstrom bei beliebiger Lage der Elektroden und bei beliebiger Frequenz eine Kombination eines rein ohmschen Widerstandes und einer demselben parallelgeschalteten bedeutenden Kapazität dar.

Diese Kombination kann formell auf eine Kombination von hintereinandergeschaltetem Widerstand (Wirkwiderstand) und verlustfreier Kapazität umgerechnet werden.

2. Die beobachteten Kapazitäten sind der Größe nach so bedeutend, daß man sie nicht als elektrostatische, sondern nur als Polarisationskapazitäten deuten kann, wovon auch das Gesetz ihrer Frequenzabhängigkeit zeugt.

3. Der Winkel der Phasenverschiebung zwischen dem Strom und der Spannung ist bei niedriger Frequenz ziemlich groß (mehr als 45°); er fällt bei einer Steigerung der Frequenz annähernd zu Null.

4. Bei trockenen Elektroden nimmt der Widerstand langsam nach Einschalten des Stromes ab, während die Kapazität zunimmt; beide Größen nähern sich nach 10—15 Minuten asymptotisch einem Grenzwert. Bei Elektroden, welche mit einer schwachen Lösung von Kochsalz benetzt sind, weisen Widerstand und Kapazität von Anfang den Grenzwert auf und ändern sich mit der Zeit nicht weiter.

5. Widerstand und Kapazität sind in weiten Grenzen (von 50 bis 250 mA) unabhängig von der Stromstärke, wenn die Ströme unter der Schwelle der Reizung liegen.

6. Widerstand und Kapazität verändern sich etwas, je nach der Spannung der Muskeln und der Lage der Zwischenteile des Körpers.

7. Es wurde erwiesen, daß der Widerstand der Haut der Elektrodenfläche umgekehrt proportional und die parallelgeschaltete Kapazität derselben direkt proportional ist. Es wurde gefunden, daß bei einer Frequenz von 272 Kilohertz der Hautwiderstand R_i auf 1 cm² im Durchschnitt 100 Ohm und die Kapazität C_i auf 1 cm² 3800 cm beträgt.

8. Die inneren Gewebe hat man auch nicht als einen rein ohmschen Widerstand, wie es oft geschehen ist, sondern als eine Kombination nebeneinandergeschalteter Widerstände und Kapazitäten zu betrachten. Es wurde ermittelt, auf welche Weise der gesamte Widerstand und die Kapazität des Körpers sich aus inneren und Hautbestandteilen bilden.

9. Widerstand und Kapazität (innere wie auch oberflächliche) nehmen bei einer Steigerung der Frequenz ab. Bei weit entfernten Elektroden (z. B. auf den Innenflächen der beiden Hände) strebt der Gesamtwiderstand einem Hochfrequenz-Grenzwert zu, der annähernd bei der Frequenz $f = 300$ kHz ($\lambda = 1000$ m) erreicht wird. Bei nahe liegenden Elektroden (z. B. Oberarm in Querrichtung) erreicht er den Grenzwert erst bei bedeutend höheren Frequenzen von etwa $f = 10^6$ Hz ($\lambda = 300$ m).

Die Kapazität C sinkt bei Steigerung der Frequenz in allen Fällen stark.

Digitized by Google

Es gelingt nicht, ein einheitliches Gesetz der Abhängigkeit der Größen R und C von der Frequenz für einen weiten Frequenzbereich (von 15 bis 1500 kHz) aufzustellen, doch wird im Bereiche von 14 bis 500 kHz annähernd der Wert des Ausdrucks

$$\omega (r - r_\infty) k = \text{constant.}$$

10. Im Bereiche der Frequenzen, die bei der Diathermiebehandlung angewandt werden (von 4×10^5 bis $1{,}5 \times 10^6$ Hertz) ist die im Inneren des Körpers verbrauchte Leistung bei konstant gehaltener Stromstärke im Falle weit auseinanderliegender Elektroden von der Frequenz beinahe unabhängig, während sie im Falle naheliegender Elektroden bis auf 60—70% fallen kann.

Bei Apparaten mit höherer Betriebsfrequenz erhält man mit derselben Stromstärke eine viel geringere Wärmeerzeugung als bei Apparaten mit niedriger Frequenz.

11. Es wurden die Versuche D'Arsonvals in bezug auf die Erwärmung von Lösungen durch Ströme hoher Frequenz wiederholt und ermittelt, daß das Joule-Lentzsche Gesetz bei großen spezifischen Widerständen der Lösung, wo D'Arsonval scheinbar eine Abweichung in Richtung einer Verminderung der Wärmeentwicklung entdeckte, voll gültig bleibt.

(Eingegangen am 30. Dezember 1929.)

Ueber ein Verfahren zum Ausgleich von Schwunderscheinungen bei kurzen Wellen.

K. Krüger und **H. Plendl.**

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt e. V., Berlin-Adlershof.

Zur Verminderung der bei kurzen Wellen in den Schwundperioden auftretenden Feldstärkeschwankungen wurde folgendes Verfahren vorgeschlagen und mit Erfolg erprobt. Man erregt zwei verschieden orientierte Antennen abwechselnd im Takt einer Modulationsfrequenz. Dies geschieht nach Bild 1 in

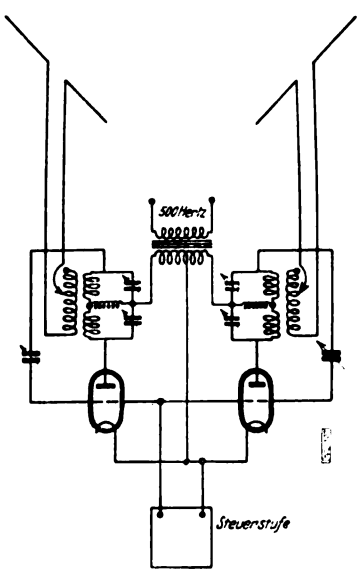


Bild 1.

der Weise, daß jede der beiden Antennen von einem eigenen Generatorkreis gespeist wird. Die Senderöhren dieser beiden Kreise arbeiten im Niederfrequenzgegentakt und werden gemeinsam von einem mit Quarz stabilisierten Steuersender in ihrer Trägerfrequenz konstant gehalten. In den positiven Halbperioden der Niederfrequenz strahlt also die eine Antenne, in den negativen die andere. Die Gebeart dieses Senders ist also ungedämpft moduliert (A_2) mit einem Modulationsgrad von 100%.

Mit dieser Anordnung wurden im November und Dezember 1929 Versuche über eine Entfernung von 500 km (Adlershof-München) ausgeführt. Als Antennen wurden dabei in der Hauptsache zwei zueinander senkrechte Horizontaldipole verwendet. Die benutzten Wellen lagen zwischen 39 und 44 m, die ausgestrahlte Leistung betrug etwa 50 Watt. Die Untersuchung des neuen Verfahrens wurde in der Weise vorgenommen, daß einmal in der beschriebenen Weise mit der Kombination der beiden Horizontaldipole gesendet wurde. Dann wurde zum Vergleich eine der beiden Antennenkomponenten abgeschaltet und durch einen Belastungskreis ersetzt, wobei die Strahlleistung der anderen Antenne entsprechend erhöht wurde, so daß in beiden Fällen die ausgestrahlte Leistung dieselbe blieb. In der nächsten Vergleichsperiode wurde dann in gleicher Weise mit der anderen Einzelantenne gesendet usw. Da zu den Versuchen eine registrierende Empfangsanordnung noch nicht zur Verfügung stand, wurde der Ausschlag eines in Proportionalwerten der Feldstärke geeichten Empfangsgerätes beobachtet und Maxima und Minima notiert. Auf diese Weise ergab sich, daß bei der Kombination der beiden Horizontalantennen der Minimalwert der Feldstärke im Fading wesentlich höher lag als bei den einzelnen Antennenkomponenten. Während die Schwankungen der Feldstärke bei diesen Komponenten im Mittel über einige Tage 1 : 20 betrugen, lagen diese im Fall der kombinierten Antennen im Mittel bei 1 : 3. Dies besagt, daß im Durchschnitt bei den einzelnen Komponenten die Minimal-Feldstärke auf 5% des Maximalwertes sank, während dieses Minimum bei der Kombination bei 33% lag.

Die beschriebene Methode wurde auch im praktischen Betrieb mit geschultem Funkpersonal erprobt und lieferte hierbei ein den obigen Messungen entsprechend günstiges Ergebnis. Vor allem waren hierbei die tiefen Fadings, wie sie zu den Zeiten ungünstiger Uebertragungsverhältnisse normalerweise auftreten, so weitgehend ausgeglichen, daß sie nicht mehr störten.

Weitere Versuche sind im Gange, insbesondere wird dabei auch die Kombination von Vertikal- mit Horizontal-Antenne zum Vergleich herangezogen.

(Eingegangen am 17. April 1930.)

Digitized by Google

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Verfahren zum Konstanthalten der Abstimmung einer Antenne.

D.R.P. 491 328, Klasse 21a⁴, Gruppe 1 (Radio Corp. America, amer. Priorität vom 1. November 1927), Pat. vom 28. August 1928, ausgegeben am 15. Februar 1930.

Es ist bereits bekannt, zur Konstanthaltung der Abstimmung der Antenne einen Teil der Hochfrequenzenergie des Generators mit einem Teil der Antennenenergie zu kombinieren und die durch Abstimmungsänderungen erzeugten Phasenverschiebungen zur Betätigung eines Antennenvariometers zu verwenden. Erfindungsgemäß soll nun die dem Generatorkreis entnommene Energie zweimal mit Teilen der Antennenenergie in zwei Nebenkreisen kombiniert werden, und zwar das eine Mal unter Phasenvoreilung, das andere Mal unter Phasennacheilung. Das Antennenvariometer soll dann durch die Differenzwirkung der beiden Nebenkreise auf je eine Spule eines Differentialrelais betätigt werden. In Bild 1 sind *A* und *B* die

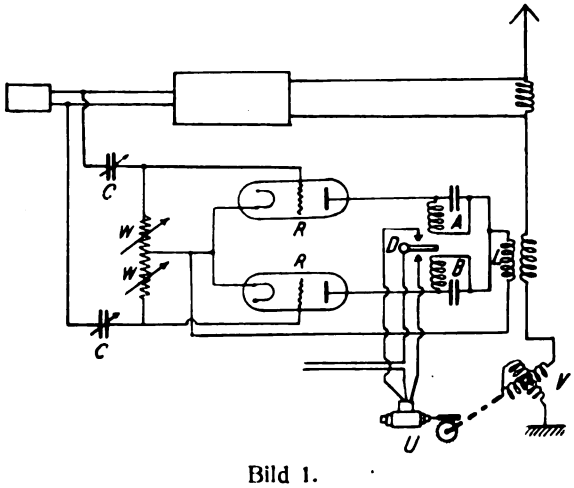


Bild 1.

beiden Nebenkreise, denen die Antennenenergie über die Spule *L*, die Generatorenergie über die Röhren *R* zugeführt wird. In beiden Zweigen sind Kondensatoren *C* und Widerstände *W* eingeschaltet, die zur Einstellung der Phasenvor- bzw. -nacheilung dienen. Der Anker des Differentialrelais *D* wird durch die Spulen der beiden Kreise *A* und *B* unmittelbar betätigt, so daß mittels des Umkehrmotors *U* die jeweils notwendige Regelung des Antennenvariometers *V* erfolgt.

Hochfrequenzheizung von Senderöhren.

D.R.P. 485 659, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Lorenz), Pat. vom 22. August 1928, ausgegeben am 12. Februar 1930.

Bei der Hochfrequenzheizung von Senderöhren großer Leistung, wo Anodenspannungen von 10 000 Volt und mehr verwendet werden, entstehen Schwierigkeiten. Da bei einem Defektwerden der Röhre der Heizfaden die hohe Anodenspannung erhalten kann, wird nämlich gewöhnlich die Forderung gestellt, den Transformator, der zwischen Hochfrequenzmaschine und Heizfaden eingeschaltet ist, für die hohe Spannung zu isolieren. Diese Isolation bedingt sehr große Streuungen von Primär- zu Sekundärwicklung, die durch Kondensatoren in Resonanzabstimmung kompensiert werden kann. Würde man aber an der Sekundärseite Kondensatoren anschließen, so würden sehr hohe Kapazitäten infolge der geringen Spannung erforderlich sein, die sehr teuer sein würden. Gemäß der Erfindung soll nun mit der Sekundärwicklung *S* (Bild 2) innig verkettet eine dritte Wicklung S_1 angebracht werden, die mehr Windungen besitzt und an die der Abstimmkondensator *C* angeschlossen wird.

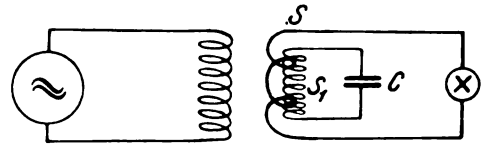


Bild 2.

Röhrensender.

D.R.P. 490 110, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Philips, Holland, Holl. Priorität vom 23. Februar 1928), Pat. vom 29. Dezember 1928, ausgegeben am 27. Januar 1930.

Bei Röhrensendern hoher Leistung muß dafür gesorgt werden, daß das Steuergitter stets ein genügend hohes negatives Potential besitzt, da sonst die Emission der Kathoden einen unzulässig hohen Wert erhalten kann. Solange der Generator arbeitet, sorgen die Gitterströme im Ableitungswiderstand für ein genügend hohes Gitterpotential. Bleiben jedoch die Schwingungen aus, so muß in anderer Weise für ein hohes negatives Gitterpotential gesorgt werden. Gewöhnlich wird hierzu eine Batterie verwendet, die kostspielig ist, zumal beim Schwingen die auftretenden Gitterströme die Batterie sehr belasten. Erfindungsgemäß sollen nun in die Gitterableitung ein oder mehrere Entladungsröhren *R* (Bild 3) eingeschaltet

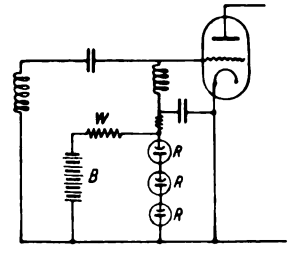


Bild 3.

werden, deren Schwellenwert der erforderlichen minimalen negativen Gitterspannung der Generatorröhre wenigstens gleich ist. Parallel zu den Entladungsröhren *R* liegt über einen hohen Widerstand *W* eine Stromquelle *B*. Bei nichtschwingendem Generator ist der Widerstand der Röhren *R* praktisch unendlich groß, so daß die Stromquelle *B* in diesem Falle keinen Strom zu liefern braucht, während beim

Digitized by Google

Schwingen der Gitterstrom als Entladungsstrom durch die Röhren fließt. Bild 4 zeigt eine andere Anord-

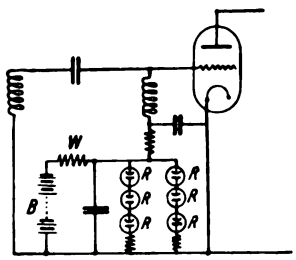


Bild 4.

nung mit zwei Parallelreihen von Glimmlampen. In Bild 5 ist eine Anordnung dargestellt, die besonders

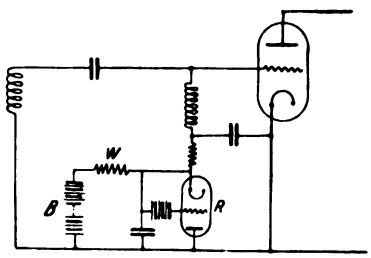


Bild 5.

ir Selbsterregung des Generators geeignet ist und ei der eine Dreielektrodenröhre *R* an Stelle der Glimmampen Verwendung findet. Die Stromquelle *B* kann uch durch einen Gleichrichter ersetzt werden, dem trom aus einem Netz oder dgl. zugeführt wird.

Piezoelektrische Einrichtung.

D.R.P. 490 579, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Siemens & Halske), Pat. vom 16. Juni 1928, ausgegeben am 0. Januar 1930.

Für piezoelektrische Einrichtungen hat man bereits Metallträger z. B. aus Invarstahl verwendet, die abgesehen vom hohen Preis nur für einen beschränkten Temperaturbereich brauchbar sind. Erfindungsgemäß soll als Träger der gleiche Stoff wie der Piezokristall, also z. B. Quarz, verwendet werden, jedoch in amorpher Form. In Bild 6 sind auf einem recht-

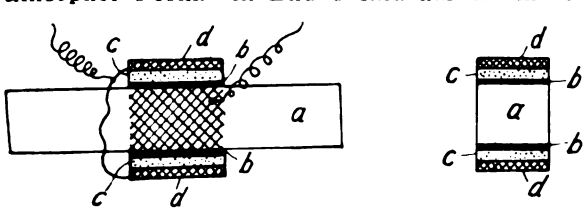


Bild 6.

eckigen Stab *a* aus amorphem Quarz zwei Quarzkristalle *c* mittels einer besonderen Lackschicht *b* aufgekittet. Auf die Flächen der Quarzkristalle *c* sind Metallschichten *d* als Elektroden aufgebracht, die miteinander leitend verbunden sind. Auf dem Quarzstab *a* ist nahe den Auflageflächen der Kristalle *c* ein Metallüberzug *f* erzeugt, an dem die andere Stromzuführung angeschlossen wird. Eine Schaltung zur Erzeugung von Schwingungen, die besonders für Herstellung von Zeitmarkierungen auf Oszillographenstreifen geeignet ist, zeigt Bild 7. Die Piezoeinrich-

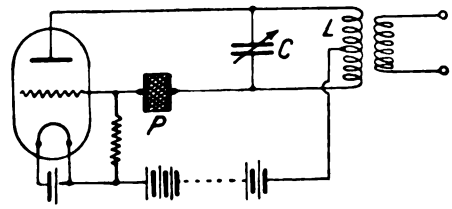


Bild 7.

tung ist hier zwischen Schwingungskreis *C*, *L* und Gitter eingeschaltet.

Kurzwellen-Empfang.

D.R.P. 489 943, Klasse 21a⁴, Gruppe 46 (Telefunken), Pat. vom 5. Mai 28, ausgegeben am 25. Januar 1930 (Franz. Pat. 674 503).

Beim Kurzwellenempfang werden trotz der abschirmenden Wirkung von Reflektoren auch die Zeichen empfangen, die auf entgegengesetztem Wege

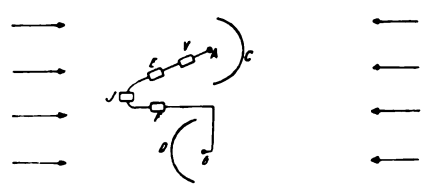


Bild 8.

um den Erdball zum Empfangsort gelangen. Da diese Zeichen häufig große Intensität besitzen, verursachen sie trotz der abschirmenden Reflektoren Störungen. Erfindungsgemäß sollen nun beide Zeichen, die direkt ankommenden und die rückwärtigen, für den Empfang ausgenutzt werden. Zu diesem Zweck sind zwei Antennensysteme *A*, *B* (Bild 8) mit Reflektoren *C*, *D* vorgesehen und mit den Empfängern *E*, *F* verbunden, die einen gemeinsamen Indikator *J* besitzen. Um die Zeitverschiebung zwischen beiden Zeichen zu kompensieren, ist in einer Zuleitung zum Empfänger eine Verzögerungsvorrichtung *V* eingeschaltet.

Modulationsschaltung für Röhrensender.

D.R.P. 491 329, Klasse 21a⁴, Gruppe 15 (Philips, Holland, Holl. Prior. vom 22. Mai 1927), Pat. vom 26. April 1927, ausgegeben am 8. Februar 1930.

Bei der in Bild 9 wiedergegebenen Modulationsschaltung besteht die Gitterableitung der Schwingröhre *O* aus der Drossel *L*, dem Widerstand *R*, der Röhre *H* und dem Strommesser *A*. Im Gitterkreis der Hilfsröhre *H* liegt die Vorspannbatterie B_1 und der Widerstand *W*, die so gewählt sind, daß die Vorspannung gerade ausreicht, daß Gitterströme der gewünschten Größe in der Schwingröhre *O* fließen. Der Widerstand der Röhre *H* wird durch eine Röhre *M* beeinflußt, die in Reihe mit der Spannungsquelle B_2 und dem Widerstand *W* liegt. Durch den im Widerstand *W* auftretenden Spannungsabfall wird die Vorspannung der Röhre *H* beeinflußt. Die Röhre *M* wird am Gitter

Digitized by Google

durch die Mikrophonströme oder durch Tastung mittels des Tasters T gesteuert.

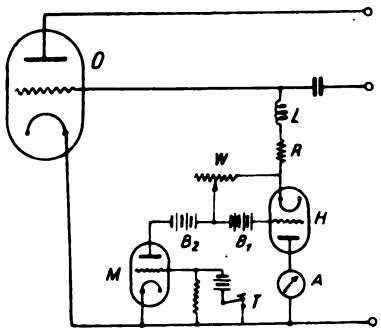


Bild 9.

Peileinrichtung.

D.R.P. 488 999, Klasse 21a⁴, Gruppe 48 (Levy, Paris, Franz. Priorität vom 3. April 1926), Pat. vom 3. April 1927, ausgegeben am 6. Februar 1930.

Bei der in Bild 10 dargestellten Peileinrichtung werden die in den Rahmenantennen A und B aufgenommenen Ströme von Hilfsströmen überlagert und zu einer Resultierenden zusammengesetzt, deren Phasenunterschied gegen die Hilfsströme gemessen wird. Die Stromquellen H_1 und H_2 liefern die Hilfsströme, und zwar sind sie in der Phase derart gegeneinander verschoben, daß der eine nach der Kurvenform $\sin \omega t$, der andere nach der Kurvenform $\cos \omega t$ verläuft. Die Hilfsströme speisen einmal die festen

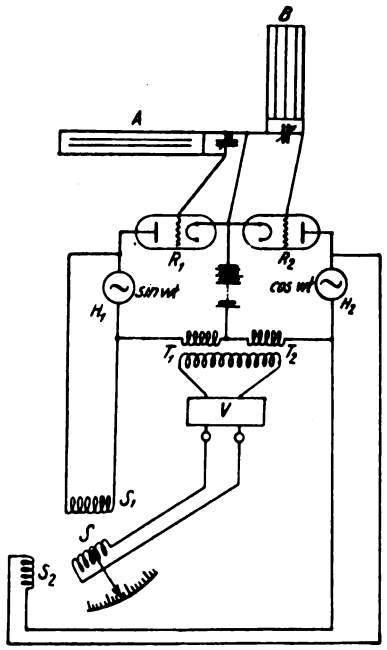


Bild 10.

Spulen S_1 und S_2 des Phasenmessers mit der beweglichen Spule S und andererseits die beiden Röhren R_1 und R_2, an deren Gitter die Rahmenspannungen liegen. Die Anodenströme der beiden Röhren werden über die Transformatoren T_1 und T_2 einem gemeinsamen Verstärker V zugeführt, in dessen Ausgangskreis die Spule S des Phasenmessers liegt.

Wenn α der Einfallswinkel, $H \sin \varphi t$ das Wechselstromfeld der Rahmenwellen ist und K eine Konstante, dann sind die im Rahmen induzierten Spannungen

$$K \cdot H \cdot \sin \varphi t \cdot \sin \alpha \quad \text{und} \quad K \cdot H \cdot \sin \varphi t \cos \alpha$$

Nach Ueberlagerung der Hilfsströme sind die Hochfrequenzspannungen in den Transformatoren T_1 und T_2

$$K \cdot H \cdot \sin \varphi t \sin \alpha \sin \omega t \quad \text{und} \quad K \cdot H \cdot \sin \varphi t \cos \alpha \cos \omega t$$

Die Spannung im gemeinsamen Ausgangskreis der Transformatoren bzw. in der Spule S des Phasenmessers ist somit

$$K \cdot H \cdot \sin \varphi t \sin (\omega t - \alpha)$$

Im Phasenmesser wird also unmittelbar der Einfallswinkel der Wellen gemessen.

Peilgerät.

Brit. Pat. 322 805 (Antranikian, 16. August 1928), veröffentlicht am 5. Februar 1930.

Bei dem in Bild 11 wiedergegebenen Peilgerät sind zwei feste Rahmenantennen 1,2 vorgesehen, die in Hintereinanderschaltung mit einem Abstimmkonden-

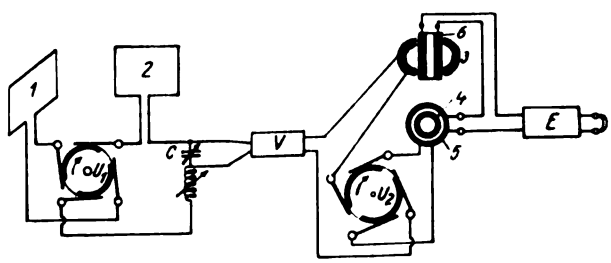


Bild 11.

sator C verbunden sind. Ein rotierender Umschalter U_1 kehrt bei jeder Umdrehung die Verbindungen des einen Rahmens im Verhältnis zum anderen um. Hinter dem Verstärker V ist ein zweiter synchron rotierender Umschalter U_2 vorgesehen, der die Verbindungen der Primärwindungen 3,4 von zwei Kopplungstransformatoren in gleicher Weise vertauscht. Die Sekundärwindungen 5,6 sind ebenfalls in Hintereinanderschaltung mit dem Empfänger E verbunden. Die Sekundärspulen 5,6 sind um eine gemeinsame Achse drehbar. Je nach der Stellung im Verhältnis zu den Primärspulen 3,4 ergeben sich Lautstärkenunterschiede von einem Minimum (Null) bis zum Maximum, so daß aus der Stellung der Spulen 5,6 die Senderichtung festgestellt werden kann.

Glühkathodenröhre.

D.R.P. 491 019, Klasse 21g, Gruppe 13 (Ass. Electr. Ind. Ltd. — Brit. Prior. vom 30. April 1924), Pat. vom 19. April 1925, ausgegeben am 6. Februar 1930.

Die Erfindung betrifft Röhren mit mehreren parallel verlaufenden Kathodenteilen, die von je einem Anoden-

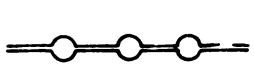


Bild 12.

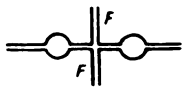


Bild 13.

zylinder umgeben sind. Erfindungsgemäß soll die Anode aus mehreren parallelen Teilen mit zwei oder mehr Rinnen derart zusammengefügt werden, daß die Rinnen zwei oder mehr Anodenzylinder bilden. Eine

Digitized by Google

einfache Anordnung dieser Art zeigt das Bild 12. Bei der in Bild 13 dargestellten Anordnung kommen vier Teile zur Verwendung mit Flanschen *F*, die als Wärmeableitungsfläche dienen können. Die in Bild 14

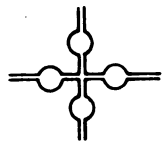


Bild 14.

wiedergegebene Anordnung zeigt die gleiche Anordnung, bei der auch die Flanschansätze Rinnen aufweisen.

Verfahren zur Lichtsteuerung.

D.R.P. 489 659, Klasse 21a¹, Gruppe 32 (Tonbild Syndikat), Pat. vom 5. Mai 1928, ausgegeben am 25. Januar 1930.

Die Erfindung betrifft ein Verfahren zur Steuerung von Lichtintensitäten mittels Interferenzstreifen an einer planparallelen Platte. Die Lage der Interferenzstreifen hängt von der Dicke der Platte *d* und vom Einfallswinkel α ab (Bild 15). Bringt man nun die

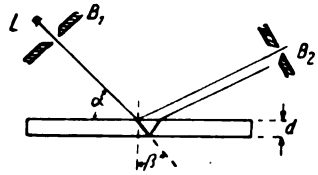


Bild 15.

Platte in ein elektrisches Feld bzw. in einen Kondensator, so verändert sich die Plattendicke *d* infolge der Elektrostriktien, so daß eine Verschiebung der Interferenzstreifen eintritt. Bild 16 zeigt eine Schal-

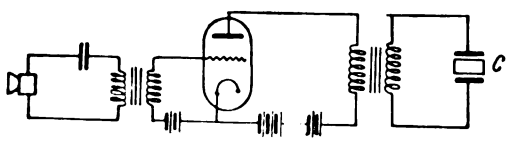


Bild 16.

tung für eine Lichtsteuerung mittels Interferenzstreifen. Die planparallele Platte befindet sich im Kondensator *C*. Die planparallele Platte ist auf der Unterseite versilbert. *L* ist die Lichtquelle. *B* eine Blende. Ist *n* der Brechungswinkel und λ die Wellenlänge, so entsteht Dunkelheit an einer zweiten Blende B_2, wenn

$$\frac{2d\cos\beta}{\lambda} = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots$$

Ist der obige Betrag nicht eine ganze Zahl, so tritt an der zweiten Blende Helligkeit auf. Durch die Beeinflussung der Plattendicke *d* mittels des elektrischen Steuerfeldes kann man also erreichen, daß an der Blende B_2 jede Lichtintensität zwischen Dunkelheit und maximaler Helligkeit auftritt.

Fernseh-Empfangseinrichtung

D.R.P. 490 578, Klasse 21a¹, Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 23. November 1928, ausgegeben am 30. Januar 1930.

Bei Fernsehempfängern mit gewöhnlicher Nipkowscher Scheibe verwendet man gewöhnlich Neon-Glimmlampen mit leuchtender Kathode, die eine Fläche gleich dem Bildfelde der Nipkowschen Scheibe hat. Die Lichtstärke ist hierbei gering, da jeweils nur der Bruchteil der Lichtmenge der Glimmlampe zum Auge des Betrachters gelangen kann, die dem Flächenverhältnis des Loches der Scheibe zum Bildfeld entspricht. Erfindungsgemäß soll die Lichtstärke dadurch verbessert werden, daß als Lichtquelle eine längliche Glimmlampe dient, die parallel zur Achse eines rotierenden Kranzes von Zylinderlinsen steht, so daß die Lichtmenge auf die Fläche einer Bildzeile konzentriert wird derart, daß das Bild der Lichtquelle gerade immer in die abgetastete Bildzeile fällt.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
*457 902	21 a¹/32	6. 2. 30	Photozelle
*485 659	21 a⁴/8	12. 2. 30	Hochfrequenzheizung von Senderöhren
*488 999	21 a⁴/48	6. 2. 30	Peilverfahren
*489 659	21 a¹/32	25. 1. 30	Lichtsteuerung
*489 918	21 a⁴/46	25. 1. 30	Kurzwellenantenne
*489 943	21 a⁴/46	25. 1. 30	Kurzwellenantenne
*490 110	21 a⁴/8	27. 1. 30	Röhrensender
490 286	21 a⁴/8	27. 1. 30	Röhrensender
490 367	21 a⁴/66	25. 1. 30	Mehrfachantennensystem
490 368	21 a⁴/68	7. 2. 30	Spule
490 369	21 a⁴/68	28. 1. 30	Korbbodenspule
490 370	21 a⁴/72	28. 1. 30	Radioeinschaltuhr
490 434	21 d²/49	29. 1. 30	Niederfrequenztransformator
*490 578	21 a¹/32	30. 1. 30	Fernsehempfänger
*490 579	21 a⁴/8	30. 1. 30	Piezoeinrichtung
490 580	21 e/2	1. 2. 30	Herstellung von Isolierstoffen
490 595	21 g/11	30. 1. 30	Elektrolyt für Gleichrichter
490 596	21 g/11	30. 1. 30	Elektrolytischer Gleichrichter
490 597	21 h/8	30. 1. 30	Hochfrequenzofen
490 779	21 g/12	5. 2. 30	Stromzuleitung für Röhren
490 780	21 g/13	3. 2. 30	Herstellung von Röhrenelektroden
490 911	21 g/31	3. 2. 30	Magnetisches Material
490 912	21 g/31	3. 2. 30	Magnetisches Material
491 001	21 a¹/32	5. 2. 30	Glimmlampe für Fernsehzwecke
491 009	21 e/9	10. 2. 30	Messung hoher Widerstände
491 010	21 e/9	10. 2. 30	Messung hoher Widerstände
491 015	21 g/10	5. 2. 30	Herstellung von Kondensatoren
491 016	21 g/10	5. 2. 30	Kondensator
491 017	21 g/10	12. 2. 30	Drehkondensator
491 018	21 g/12	5. 2. 30	Röhre mit Piezokristall
*491 019	21 g/13	6. 2. 30	Röhre
491 021	21 g/15	6. 2. 30	Schwingender Gleichrichter
491 104	21 a¹/32	6. 2. 30	Glimmlampentableau für Fernsehzwecke
491 118	21 g/29	7. 2. 30	Schaltung für Selenzellen
491 294	21 a⁴/9	7. 2. 30	Kurzwellensender
*491 328	21 a⁴/1	15. 2. 30	Konstanthaltung der Antennenabstimmung
*491 329	21 a⁴/15	8. 2. 30	Modulationsschaltung
491 330	21 a⁴/59	8. 2. 30	Kondensator
491 341	21 g/7	8. 2. 30	Selbstunterbrecher
491 342	21 g/10	8. 2. 30	Kondensator
491 343	21 g/10	8. 2. 30	Elektrolytkondensator
491 344	21 g/10	8. 2. 30	Kondensator
491 345	21 g/10	12. 2. 30	Drehkondensator
491 346	21 g/10	8. 2. 30	Blockkondensator
491 348	21 g/14	8. 2. 30	Röhre

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Digitized by Google

Schaltung zum Betrieb photoelektrischer Zellen.

D.R.P. 457 902, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Karolus), Pat. vom 30. September 1926, ausgegeben am 6. Februar 1930.

Bisher war es üblich, die Photoströme in einer Gleichstromverstärkerschaltung zu verstärken. Dabei ergeben sich Schwierigkeiten, indem sich die Größe der Gittergleichspannung und infolgedessen Amplitude und Modulationsgrad der Trägerwellen ändert. Bei der in Bild 17 dargestellten Anordnung ist eine Wechselstromquelle *W* vorgesehen, die die Saugspannung für die vom Licht entbundenen Elektronen der Photozelle *P* liefert und deren Frequenz zugleich die zu verstärkende Trägerfrequenz bestimmt. In der dargestellten Brückenschaltung ist die Kapazität der

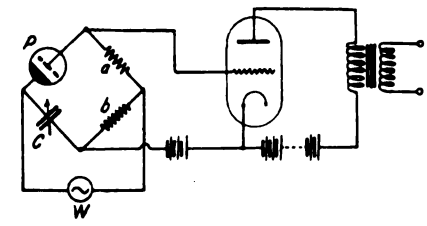


Bild 17.

Photozelle *P* durch die Kapazität *C* kompensiert, so daß der kapazitive Stromfluß keine Potentialdifferenz am Verstärker erzeugen kann. Die Widerstände *a*, *b* in den anderen Brückenzweigen sind ebenfalls gleich gemacht.

Referate.

J. Wolff. Schallmessungen und Charakteristiken von Lautsprechern. (Sound mensurements and loudspeaker charakteristics.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 1729—1741, 1928.

Mit dem Kondensator-Mikrophon hat der Verfasser Messungen des Schalldrucks von Lautsprechern gemacht und zwar hauptsächlich über zwei Fragen:

1. Die Frequenzabhängigkeit des Lautsprechers und ihre Bedeutung für seine Güte.

In Bild 1 sind die Schalldruckkurven von einem alten Lautsprecher mit Schalltrichter (punktierte Kurve) und einem modernen (ausgezogene Kurve)

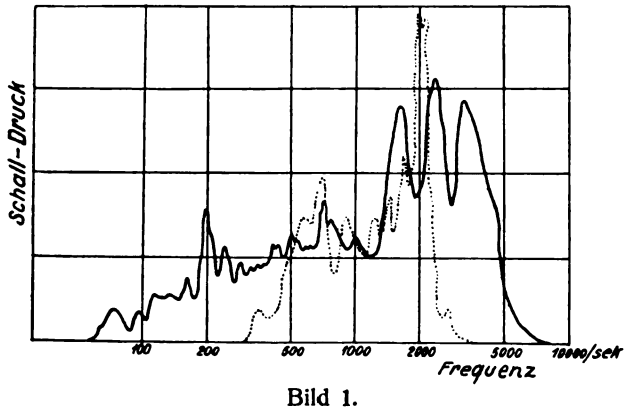


Bild 1.

nebeneinander gestellt, wobei die Frequenzen in logarithmischem Maßstabe aufgetragen wurden. Bestimmend für die Güte der Wiedergabe sind: a) die untere b) die obere Frequenzgrenze, auf die der Lautsprecher praktisch nicht mehr anspricht, c) der möglichst glatte Verlauf der Kurve zwischen den beiden Grenzen, d) eine gewisse Balanzierung zwischen den hohen und niederen Frequenzen: wenn der Lautsprecher ein gewisses Gebiet der niederen Frequenzen besonders stark hervorhebt, so sollte auch ein entsprechendes Gebiet für hohe Frequenzen vorhanden sein (vgl. die ausgezogene Kurve von Bild 2). Man erhält dann mindestens ungefähr den Eindruck, daß der Lautsprecher auf die hohen und niederen Frequenzen ziemlich gleich gut reagiert. Der Verfasser gibt als praktische Regel an, daß der Schwerpunkt der Schalldruckkurve — bei logarithmischem Maßstab der Frequenzen — etwa bei der Frequenz 1000/sec liegen soll.

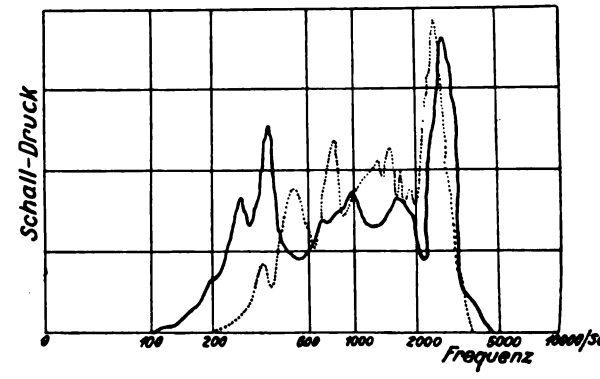


Bild 2.

2. Die Bedeutung des Raumes für die Reproduktion durch einen Lautsprecher.

Es handelt sich dabei um folgende Punkte: a) die Schallabsorption des Raumes, b) seine Resonanzfrequenzen, c) Platz des Lautsprechers im Raum und d) Platz des Zuhörers. Was zuerst den letzten Punkt betrifft, so ist zu bedenken, daß die Richtwirkung des Lautsprechers stark von der Frequenz abhängt und daß bei hohen Frequenzen die vom Lautsprecher ausgesandte Schallwelle den Charakter eines auf einen mehr oder weniger engen Sektor beschränkten Schallwellenbündels (Schallstrahls) annimmt, während die Schallwellen von niederen Frequenzen sich ziemlich gleichmäßig nach allen Richtungen ausbreiten. Mißt man also die Schalldruckkurve, so zeigt diese eine bedeutende Verstärkung der hohen Frequenzen, wenn der Aufnahmeort in diesem Sektor liegt. Eine Illustration bieten die Kurven von Bild 3, die sich auf denselben Lautsprecher, aber zwei verschiedene Aufnahmeorte beziehen.

In einem Raum von starker Schallabsorption für alle Frequenzen trifft den Zuhörer überwiegend der direkte Schall vom Lautsprecher. Wie stark er die hohen Frequenzen bekommt, hängt also im wesent-

Digitized by Google

lichen davon ab, ob er sich in dem Sektor befindet, in dem der Schall bei hohen Frequenzen konzentriert ist. In einem Raum mit geringer Absorption spielt der Platz des Zuhörers eine geringere Rolle, da die hohen Frequenzen, vorausgesetzt, daß die Wände auch diese gut reflektieren, doch durch mehrfache Reflexion an alle möglichen Stellen hingelangen und

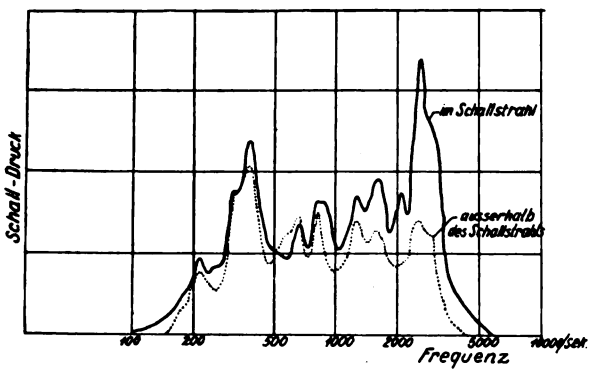


Bild 3.

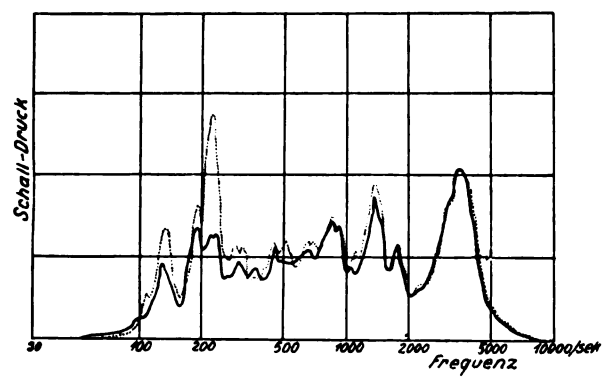


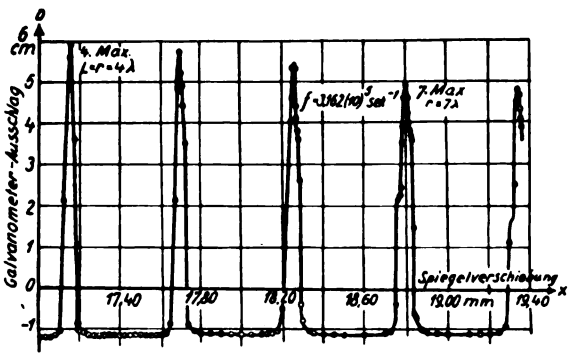
Bild 4.

da in diesem Fall die Intensität der von allen Seiten reflektierten Wellen diejenige der direkten Welle weit übertrifft.

Die Resonanz des Raumes oder von Raumteilen, besonders von Ecken, vor denen sich der Lautsprecher befindet, führt natürlich dazu, daß die Resonanzfrequenzen selektiv verstärkt werden. Ein Beispiel dieser Art ist Bild 4, in dem die ausgezogene Kurve die normale, die gestrichelte eine durch Raumresonanz veränderte Frequenzkurve eines Lautsprechers ist. J. Zenneck.

W. H. Pielemeier. Bestimmung der Schallgeschwindigkeit und Absorption mit dem akustischen Interferometer von Pierce. (The Pierce acoustic interferometer as an instrument for the determination of velocity and absorption.) Phys. Rev. **34**, 1184—1203, 1929.

Zur Untersuchung von Schallwellen von Ueberhörfrequenz wird das akustische Interferometer in ungefähr derselben Form verwendet wie von Pierce selbst. Eine Quarzplatte mit Metallbestäubung wird in einem Röhrenkreis, der als frequenzbestimmendes Element allein den Quarz enthält, in Schwingungen versetzt. Im Anodenkreis der Röhre befindet sich ein Galvanometer mit Kompensation des Ruhestroms, dessen Ausschlag ein Maß für die Intensität der Schwingungen gibt. Die Quarzplatte ist horizontal montiert, so daß die von ihr ausgehenden akustischen Wellen sich vertikal in die Höhe ausbreiten. Oberhalb des Kristalls befindet sich ein Spiegel, tatsächlich eine Glasplatte von etwas größerer Fläche als der Kristall, die sich in der Höhe allmählich verschieben läßt. Aendert man den Abstand zwischen Spiegel und Quarz allmählich, so findet man eine periodische Aenderung des Galvanometerausschlags, wie er z. B. in dem nebenstehenden Bild wiedergegeben ist. Die Amplitude der Schwingungen des Kristalls erreicht allemal ein Maximum, wenn der Abstand zwischen Quarz und Spiegel derart ist, daß sich zwischen beiden stehende Wellen ausbilden



können. Aus derartigen Kurven, die die Abhängigkeit des Galvanometer-Ausschlags von der Entfernung zwischen Spiegel und Quarzplatte darstellen, läßt sich die Wellenlänge in der betreffenden Atmosphäre und, wenn man die Frequenz kennt, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, ebenso aus der Abnahme des Galvanometerausschlags mit wachsender Höhe des Spiegels auch die Absorption des Schalls bestimmen.

Die Ergebnisse der Messungen sind in der folgenden Tabelle vereinigt. v_0 ist die Schallgeschwindigkeit in m/sec. Die Bedeutung von A ergibt sich aus der Beziehung

$$J_x = J_0 e^{-A/\lambda^2 \cdot x},$$

die für die Intensität J_x im Abstand x cm von der Schallquelle gilt, wenn J_0 die Intensität an der Schallquelle und λ die Wellenlänge bedeutet.

	Luft		CO_2	
$f=1{,}408\cdot10^6$/sec	$v_0=333{,}3$	$A=0{,}00044$		$A=0{,}0014$
$f=1{,}215\cdot10^6$/sec	$v_0=333{,}3$	$A=0{,}00039$	$v_0=265{,}5$	$A=0{,}0073$
$f=1{,}167\cdot10^6$/sec	$v_0=332{,}8$	$A=0{,}00043$		
$f=1{,}158\cdot10^6$/sec	$v_0=334{,}5$	$A=0{,}00039$		
$f=6{,}555\cdot10^5$/sec	$v_0=333{,}8$	$A=0{,}00050$	$v_0=269{,}9$	$A=0{,}0058$
$f=3{,}893\cdot10^5$/sec	$v_0=333{,}7$	$A=0{,}00053$	$v_0=270$	$A=0{,}0064$
$f=3{,}031\cdot10^5$/sec	$v_0=333{,}7$	$A=0{,}0014$	$v_0=265$	$A=0{,}012$

Wenn man sich die Bedeutung der Zahlen für A vergegenwärtigt, so ergibt sich aus dieser Tabelle, daß Kohlensäure für Schallwellen von dieser Frequenz nahezu undurchdringlich ist.

Während Wasserdampf bei Kohlensäure die Absorption stark erhöht, ist er bei Luft ohne sehr großen Einfluß. J. Zenneck.

Kurt Schlesinger. Eine neue Methode zur Bestimmung der Temperatur von Glühfäden. — Annalen der Physik (5) **2**, S. 933—975, 1929.

1. Grundlagen. Die Methode beruht auf der Temperaturabhängigkeit der Eigenfrequenz des zwischen seinen Halterungen als gespannte Saite schwingenden Glühfadens. Es handelt sich also um die

Digitized by Google

Messung der Temperatur aus der Frequenz des Mikrophoneffekts. —

Hat der Glühfaden im Kaltzustande eine Massenbelegung μ_0, Länge l_0 und Anspannung S_0, so ist seine Kaltfrequenz:

$$\nu_0 = \frac{1}{2\,l_0}\sqrt{\frac{S_0}{\mu_0}}$$

Bei einem Ausdehnungskoeffizienten β des Trägermetalles stellt sich bei Erhitzung auf die mittlere Temperatur $\bar{T}$ die stets kleinere Frequenz:

$$\nu_{(T)} = \nu_0\sqrt{\frac{1-A\beta\,\bar{T}}{1+\beta\,\bar{T}}} \qquad (1)$$

ein. Kennt man die hierin auftretende charakteristische Zahl $A = \frac{c\,l_0}{S_0}$, die „mechanische Konstante" des Systems, worin $c = \frac{\Delta S}{\Delta l}$ die Federhärte der Stütze gegenüber einer Verbiegung Δl in Fadenrichtung ist, so kann man aus der Frequenz ν_T des „Mikrophoneffekts" die mittlere Fadentemperatur $\bar{T}$ gemäß:

$$\bar{T} = \frac{1-\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^2}{\beta\left(A+\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^2\right)} \qquad (2)$$

entnehmen. Bild 1 zeigt diese Beziehung zwischen Frequenz und Temperatur gemäß Gl. (1) und (2).

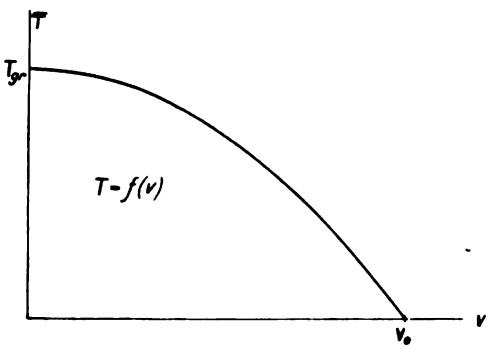


Bild 1.
Zusammenhang zwischen Fadentemperatur und Fadenfrequenz

Offenbar ist weder eine Wägung des Fadens, noch Kenntnis seiner Länge oder Anspannung erforderlich. Der Anwendungsbereich der Methode erstreckt sich demgemäß auch auf verspiegelte und vollkommen undurchsichtige Röhren.

2. Bestimmung der mechanischen Konstanten A.

Die Zahlengröße A, welche für kleine Verstärkerröhren und normale Anfederungen zwischen 200 und 400 liegt, wird unter Benutzung der Widerstands-Heizstromcharakteristik in dem Temperaturgebiet bestimmt, in dem der Faden noch keine merkliche Ausstrahlung aufweist (Dunkelgebiet). In diesem Gebiet ist der Zusammenhang zwischen Fadenfrequenz und mittlerer Temperatur berechenbar, da sich die Differentialgleichung der Wärmebilanz am Fadenelement unter Vernachlässigung der Strahlung exakt integrieren läßt. Für die Widerstandszunahme erhält man so theoretisch die Beziehung:

$$\frac{R_T}{R_0} = \frac{\mathrm{tg}\,(\mathrm{const}\cdot i_H)}{\mathrm{const}\cdot i_H}, \qquad (3)$$

welche durch Vergleich mit der gemessenen $R_{(i)}$-Kurve ohne weiteres den Meßbereich zu erkennen gestattet, in dem die gemachte Vernachlässigung der Strahlung gegenüber der Wärmeleitung gestattet ist.

In diesem Bereich erhält man A aus der Beziehung:

$$A = \frac{c\,l_0}{S_0} = \left[1-\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^2(1+\varepsilon)\right]:\frac{\beta}{\alpha}\left(\frac{R_T}{R_0}-1\right), \qquad (4)$$

worin α der Temperaturkoeffizient des spezifischen Widerstandes des Trägermetalles ist. Darin ist ε eine Korrekturgröße, die mit der Inhomogenität der Massenbelegung des endgekühlten Fadens zusammenhängt und praktisch meist in der zu vernachlässigenden Größenordnung von 10^{-4} liegt. Die Ermittlung von A geschieht aus einer Anzahl von Meßpunkten im Dunkelgebiet, so daß auch eine Genauigkeitsangabe möglich wird.

3. Technische Ausführung der Messung.

Bild 2 zeigt die benutzte Meßanordnung. Die Röhre befindet sich im konstanten Magnetfeld (Stahlmagnet, auch schon Erdfeld), das in dem transversal

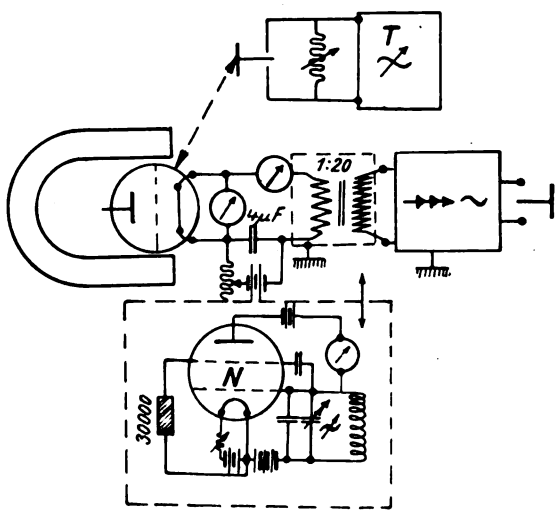


Bild 2.
Meßanordnung.

schwingenden Faden Wechselspannungen seiner Frequenz erzeugt, die hinter dreistufiger Niederfrequenzverstärkung sehr gut hörbar sind. Die Erregung der Fadenschwingungen geschieht dabei im Wege der mechanischen Resonanz, indem der Kolben der Röhre mit der Membran eines Telephons in Berührung steht, das von einem eventuell geeichten Tongenerator (T in Bild 2) betrieben wird. Die Stärke der Vibrationen kann durch einen variablen Parallelwiderstand geregelt werden. Da dank der Beobachtungsempfindlichkeit bereits Fadenschwingungsamplituden von einigen μ abgehört werden können, genügen bereits unmerkliche Kolbenvibrationen, die die Röhre auch in starren Sockeln ausführen kann. Da die Fadenresonanz im Vakuum außerordentlich scharf ist — es wurden Dekremente von 10^{-3} gemessen — kann somit die $\nu\,(i_H)$-Funktion und die Kaltfrequenz ν_0 sehr genau aufgenommen werden. — In der Arbeit wird ein

Digitized by Google

separater geeichter Tongenerator (*N* in Bild 2) benutzt, in dem eine Doppelgitterröhre in Negadynschaltung Verwendung findet.

4. Korrekturen und Fehlerquellen.

Die Ermittlung der Maximaltemperatur der Fadenmitte aus der gemessenen mittleren Temperatur erfolgt rechnerisch auf Grund des von Worthing gegebenen Beobachtungsmaterials unter Zugrundelegung exponentiellen Temperaturabfalls an den kühlenden Enden. — Als Fehlerquellen werden behandelt:

Amplitudenabhängigkeit der Fadenfrequenz,
Mitbewegung der Stützen,
Inhomogenität der Massenbelegung,
Ungenauigkeit der ν- und R-Messung.

Die vom Verfasser bei Messungen an Verstärkerröhren verschiedener Herkunft erzielte Genauigkeit betrug zirka 5% bei 1000° C. Nach Angaben des Verfassers ist diese Fehlergrenze bei technischen Messungen ohne Schwierigkeit erreichbar.

Kurt Schlesinger.

A. C. Rockwood und **W. R. Ferris.** Mikrophon-Effekt in Elektronenröhren. Microphonic improvement in vakuum tubes. Proc. Inst. Rad. Eng. **17**, S. 1621—1632, 1929.

„Mikrophon"-Effekte in Verstärkerröhren in Form von Schwankungen des Anodenstromes entstehen, wenn die Röhren-Konstruktionselemente Schwingungen gegeneinander ausführen, die durch mechanische Stöße gegen den Sockel oder die Glaswand des Rohres veranlaßt werden können. In besonders lästiger Weise werden solche Störungen oft durch die vom Lautsprecher ausgehenden Schallschwingungen erzeugt. Da die üblichen Mittel (Federsockel, Einpackung in absorbierende Hülle) in Fällen starker mechanischer Beanspruchung (Flugzeugempfänger) versagen, muß schon bei der Konstruktion der Röhre der Erscheinung Rechnung getragen werden.

Die Verfasser machen es sich daher in der vorliegenden Arbeit zur Aufgabe, Methoden zur quantitativen Messung solcher Stoßstörungen auszuarbeiten und an Hand von Ausführungsbeispielen zu zeigen, wie sich die genannten Effekte vermeiden lassen.

Bei der ersten Prüfanordnung wurde die Röhre mit der Zunge eines Lautsprechersystems, das mit variabler Frequenz beschickt wurde, verbunden und die durch die Mikrophoneffekte veranlaßten Stromschwankungen im Anodenkreis des Prüfrohres mit dem Röhrenvoltmeter in Abhängigkeit von der Stoßfrequenz gemessen. Es ergibt sich so ein Mikrophon-Störspektrum, das, wie die Messungen zeigen, aus einzelnen sehr scharfen Spitzen besteht, die sich in dem mitgeteilten Meßbeispiel zwischen 140 und 800 Per/sec, also durchaus im Hörbereich, befinden.

Eine zweite, den praktischen Erfordernissen mehr angepaßte Prüfmethode besteht darin, der Röhre einen einzelnen Stoß zu versetzen und die Schwankungen des Anodenstromes nach Verstärkung mit dem gewöhnlichen Schleifen-Oszillographen zu registrieren. Der Stoß erfolgt durch ein Pendel, das elektrisch in demselben Augenblick von seiner Haltevorrichtung losgelassen wird, in dem die Einschaltung des Oszillographen-Motors erfolgt. Die wiedergegebenen Oszillogramme lassen die Mikrophonstörungen eines Rohres durch einen einzelnen Stoß in ihrer Amplitude, ihrer Dauer (Dämpfung) und schließlich an Hand einer gleichzeitig aufgenommenen Eichschwingung auch in ihrer Frequenz erkennen. Mit dieser Methode werden eine Reihe von Röhrentypen geprüft und gezeigt, daß in den Schwingungen der Kathodenfäden die Hauptquelle der Mikrophonstörungen zu suchen ist. Deshalb erweisen sich dicke Kathoden, insbesondere die neuen Äquipotential-Kathoden für Wechselstromheizung am wenigsten empfindlich.

Schließlich wird eine von der Gen. El. Co. und der Westinghouse Co. entwickelte stoßstörungsfreie Spezialröhre (UX 864) beschrieben, ihre elektrischen Daten werden mitgeteilt und mit der beschriebenen Apparatur aufgenommene Prüfoszillogramme wiedergegeben.

Die neue Röhre ist speziell für Empfänger in Flugzeugen, kleinen Motorbooten und für alle Fälle gedacht, wo der Standplatz dauernden starken Erschütterungen ausgesetzt ist.

Die wichtigsten Daten der Röhre sind folgende:

$i_h = 0{,}25$ Amp $\quad e_a = 90$ Volt max
$e_h = 1{,}1$ Volt $\quad i_a = 4{,}5$ mA für $e_g = 0$ und $e_a = 90$ Volt
$i_a = 2{,}5$ mA für $e_g = -4{,}5$ und $e_a = 90$ Volt.

Aus den mitgeteilten Kurven ergibt sich ferner:

$D = 14\%$ $\quad R_i = 15000$ Ohm $\quad S =$ ca. 0,5 mA/Volt

W. Espe.

W. Espe. Über die Richardson-Konstanten von Destillations-Kathoden. ZS. f. Techn. Physik 10, S. 489—495, 1929.

Der Verfasser diskutiert zunächst die bisherigen Ergebnisse der Messungen von Richardson-Konstanten, besonders in Hinblick auf den Emissions-Mechanismus der in jüngster Zeit entwickelten Destillations-Kathoden. Es ist auf Grund dieser Überlegungen zu erwarten, daß die Loslösungsarbeit φ von Destillations-Kathoden dieselbe wie bei den entsprechenden Pastekathoden ist, die Basiskonstante A der Emissionsgleichung sich jedoch den bei anderen Filmkathoden mit der Bedeckung $f = 1$ (Cs, Th) gemessenen Werten bedeutend nähert.

Die experimentelle Prüfung erfolgt nach der Emissions-Methode durch Aufnahme der sogen. Richarson-Geraden. Die Herstellung der verwendeten Destillations-Kathoden nach dem Azid- oder Thermitverfahren wird ausführlich beschrieben. Aus der Besonderheit dieser Kathoden — ihre endgültige Herstellung muß im Hochvakuum innerhalb des Meßrohres erfolgen — ergeben sich eine Reihe von Schwierigkeiten bei exakten Messungen, auf die ausführlich eingegangen wird: Günstigste Wahl des Kerndrahtdurchmessers, Anodenbelastbarkeit, Temperaturbestimmung, Homogenität der Erhitzung. Besonders zu beachten ist der infolge der hohen spezifischen Emission dieser Kathoden resultierende starke Abkühleffekt, der bis zu 100 Grad betragen kann und zusammen mit der geringen Temperaturbelastbarkeit der genannten Kathoden den zur Verfügung stehenden Meßbereich auf das Gebiet zwischen 970 und

Digitized by Google

1100° K beschränkt. Der Einfluß der Abkühlenden der Kathode wird durch die bekannte Anoden-Schutzanordnung eliminiert. (Abb. 1.)

Das graphische und das zahlenmäßige Ergebnis (s. Abb. 2 und folgende Tabelle) zeigt in der Tat, daß die Loslösungsarbeit der Destillations-Kathoden innerhalb der Meßgenauigkeit sich nur wenig von der der

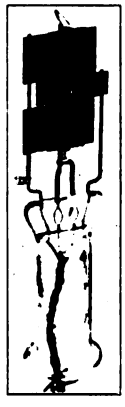


Bild 1.

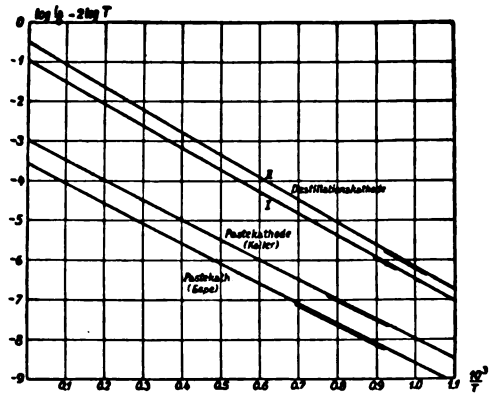


Bild 2.

Pastekathoden unterscheidet, während die Basiskonstante der Emissionsgleichung bei makroskopisch gleicher Emissions-Oberfläche etwa 100—1000 fach

Tabelle.

Verfahren und Autor	$f \cdot a$ A cm² Grad²	φ (Volt)
Paste $BaO+SrO$ (Koller 1925) .	$1 \cdot 10^{-3}$	1,04
Paste BaO (Espe 1927)	$3 \cdot 10^{-4}$	0,99±0,03
Destill. Ba auf $W_2\,O_5$ (Espe 1929)	$1—3 \cdot 10^{-1}$	1,09±0,04

größer ist. Hieraus ist auf eine größere Besetzungsdichte der die Emission bewirkenden Bariummetallteilchen bei der Destillations-Kathode gegenüber der Pastekathode bei sonst gleichem Emissions-Mechanismus zu schließen. Es ist damit eine zwanglose Erklärung für die höhere Ökonomie der neuen Destillations-Kathode gegeben. W. Espe.

K. Sixtus. Untersuchungen über Sekundäremission. (Dissertation Dresden.) Ann. d. Phys. (5), **3**, 1017—1054, 1929.

Treffen Elektronen auf eine Anode, so lösen sie dort bekanntlich Sekundärelektronen aus, eine Erscheinung, die in Steuerrohren dann besonders lästig wird, wenn auf die getroffene Elektrode ein Material mit geringer Elektronenaustrittsarbeit von der Kathode her aufgedampft ist.

Um den Zusammenhang zwischen Austrittsarbeit und Sekundäremission eines Materials zu klären, hat der Verfasser zunächst Untersuchungen an technischen Rohren mit verschiedenen Kathodentypen angestellt. Die Ergebnisse dieser Messungen zeigen, daß es in technischen Rohren nicht möglich ist, die Gesamtzahl der an einer Elektrode ausgelösten Sekundärelektronen genau zu bestimmen; die Sekundäremission eines Rohres ändert sich leicht auch während des Betriebes, so daß man bei technischen Rohren zur Konstanthaltung der Vorgänge bestrebt sein muß, die Sekundäremission möglichst weitgehend auszuschalten.

Im zweiten Teile der Arbeit wird versucht, die Sekundäremission quantitativ in einer speziellen Meßröhre zu bestimmen. Die Messung erfolgte an Wolframdraht, der von den Primärelektronen eines anderen Wolframdrahtes getroffen wurde und dessen Austrittsarbeit durch Variieren eines auf ihm sitzenden Thoriumfilmes kontinuierlich verändert werden konnte. Die Bestimmung der jeweiligen Austrittsarbeit, die bekanntlich zwischen 4,25 Volt für reines Wolfram und 2,63 Volt für einmolekular mit Thorium bedecktes Wolfram liegt, erfolgte nach drei Methoden: einmal auf Grund der Langmuir-Formeln, sodann durch direkte Aufnahme von Richardson-Geraden und schließlich durch Kontaktpotential-Bestimmungen, indem die Verschiebung der Emissionscharakteristik bei verschiedenen Thorierungszuständen bestimmt wurde. Als wichtigste Ergebnisse dieser Messungen seien folgende genannt:

Die Größe der Sekundäremission ist zwischen 300° und 1000° K von der Temperatur des emittierenden Körpers unabhängig.

Obwohl die Primäremission eines Wolframdrahtes durch Thorieren um den Faktor 10^5 anwächst, steigt die Sekundäremission im Maximum nur auf das 1,2-fache, da die kleine Herabsetzung der Austrittsarbeit gegenüber der hohen Eigengeschwindigkeit der Sekundärelektronen wenig ausmacht.

Versuche, bei denen an Stelle des Thoriumfadens eine Aequipotential-Oxyd-Kathode verwendet wurde, scheiterten infolge unregelmäßiger Gasanlagerungen von seiten des bei der Formierung der Kathode gebildeten Sauerstoffs: Es ließ sich kein regelmäßiger Zusammenhang zwischen Sekundäremission und Austrittsarbeit bei verschiedenen Formierungszuständen der Oxydkathode erkennen. W. Espe.

J. A. Becker. Erscheinungen an Oxyd-Glühfäden. (Phenomena in oxide coated filaments.) (Aus den Bell Tel. Lab., New-York.) Phys. Rev. **34**, 1323—1356, 1929.

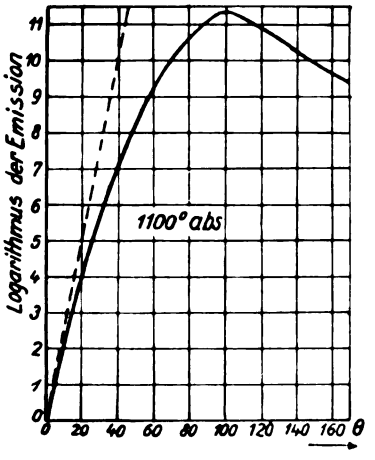
Die Ergebnisse seiner zahlreichen Versuche haben den Verfasser zu folgender Auffassung geführt. Er unterscheidet drei Arten von Glühfäden:

1. Die einfachste Art ist diejenige, die eine rein homogene Metalloberfläche besitzt, z. B. reines W, Ta oder Mo. Bei diesen ist die Emission nur bestimmt durch die Temperatur und Anodenspannung. Sie ist unabhängig von der Dauer einer Vorbehandlung bei früheren Temperaturen, Anodenspannungen oder Emissionsströmen.

2. Weniger einfach ist ein Glühfaden aus thoriertem W, Cs auf W oder Ba auf W. Bei diesen Glüfäden ist die W-Oberfläche ganz oder teilweise bedeckt von einer einatomigen oder mehr als einatomigen Schicht eines fremden Elements. Die Emission bei einer bestimmten Temperatur und einer bestimmten Anodenspannung hängt ab von der Art des fremden Elements und von dem Teil der Oberfläche, der davon bedeckt ist. Die nebenstehende Figur gibt z. B. im logarithmischen Maßstab die Emission von Ba auf W für eine Temperatur von 1100° abs. in Abhängigkeit von Θ, dem Teil der Oberfläche in %, der von Ba bedeckt ist ($\Theta > 100$ bedeutet mehr als einatomige Lage von Ba). Danach wächst die Emission mit der Ausdehnung der Ba-Schicht außerordentlich stark an (bei voller Bedeckung auf das 10^{11}-fache).

Digitized by Google

Das Maximum ist erreicht, wenn die W-Oberfläche eine einatomige Schicht von *Ba* erhalten hat ($\Theta = 100\%$). Da die Ausdehnung des Belags von *Ba* auf der W-Oberfläche durch Erhitzung des Glühfadens stark geändert wird, so folgt daraus, daß das Emissionsvermögen durch eine Temperaturvorbehandlung erheblich beeinflußt werden kann. Auf der anderen Seite zeigen die Versuche, daß die Emission und die Fläche des *Ba*-Belages nicht geändert wird durch die Anodenspannung und nicht durch Elektronenströme, die aus dem Glühfaden heraus- oder in ihn hineinfließen.



3. Die komplizierteste Art von Glühfäden sind diejenigen, die auf W einen Belag von zwei Elementen, z. B. *Cs* und O_2 oder *Ba* und O_2 besitzen. In diesem Fall, um den es sich bei der Arbeit in der Hauptsache handelt, hängt die Emission a) von der Zahl der *Cs*-Atome/cm³, b) von der Zahl der *O*-Atome/cm³ und c) der relativen Lage der *Cs*- und *O*-Atome ab.

Die Emission wächst mit der *Cs*-Menge auf der W-Oberfläche, bis sich eine einatomige Schicht von *Cs* gebildet hat; sie nimmt wieder ab, sobald sich eine zweiatomige Schicht zu bilden beginnt. Geht man von einer einatomigen *Cs*-Schicht aus und führt man allmählich zunehmende Mengen von Sauerstoff dem heißen Glühfaden zu, so wird die Emission noch weiter gesteigert, solange die Menge O_2 noch verhältnismäßig gering ist. Wird sie erhöht, so erreicht man ein Maximum und nach diesem einen Abfall der Emission. Eine Temperaturbehandlung ändert die Konzentration von *Cs* und O_2 und damit auch das Emissionsvermögen. Eine solche Aenderung tritt auch ein, wenn man Elektronenströme vom oder zum Glühfaden fließen läßt. Diese Tatsache führt der Verfasser auf eine Elektrolyse des Oxyds zurück. Wenn Elektronen in den Glühfaden mit seinem Oxydbelag geschickt werden, so wird *Ba* (wenn es sich um dessen Oxyd handelt) auf der Oberfläche gebildet und das Emissionsvermögen wächst allmählich bis zu einem Maximum an. Ist die Richtung des Elektronenstromes umgekehrt, so wird *O* auf der Oberfläche ausgeschieden. Befindet sich das *O* unterhalb des absorbierten *Ba*, so erhöht sich das Emissionsvermögen, befindet es sich oberhalb des *Ba*, so schwächt es dasselbe.

Sowohl *Ba* als *O* diffundieren leicht in das Oxyd und aus ihm heraus. J. Zenneck.

K. H. Kingdon und **E. E. Charleton.** Eine Gleichrichterröhre mit Alkalidampf. (The rectification of radio signals by a thermionic tube containing alkali metal vapor.) Aus dem Forschungs-Laboratorium der General El. Co., Schenectady. Phys. Rev. **33**, 998—1018, 1929.

Die beiden Röhren, auf die sich die sehr ausgedehnten Versuche beziehen, hatten einen Hitzdraht aus thoriertem Wolfram von 0,00406 cm Durchmesser und ungefähr 5 cm Gesamtlänge. Die Mitte des V-förmigen Hitzdrahtes war durch ein Drähtchen festgehalten. Die Röhren enthielten beide Caesium-

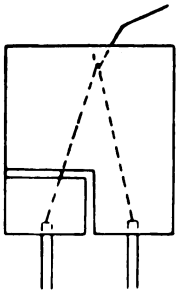


Bild 1.

dampf. Bei der einen war von dem Gitter und der Anode eine Ecke vom übrigen getrennt (Bild 1).

Die Dektorwirkung dieser Röhren ist bei schwachen Zeichen außerordentlich viel stärker als bei den gewöhnlichen Hochvacuumröhren; darin liegt ihre praktische Bedeutung. Die Ursache der Gleichrichtung ist aber nicht die Folge einer Krümmung der Charakteristik. Sie ist vielmehr hervorgerufen durch die Wirkung des hochfrequenten Signals auf die Bewegung von positiven Ionen, die durch das Anprallen von Caesiumatomen gegen den Glühdraht gebildet werden. Dieser grundlegende Unterschied gegenüber den gewöhnlichen Detektorröhren ist das physikalisch Interessante.

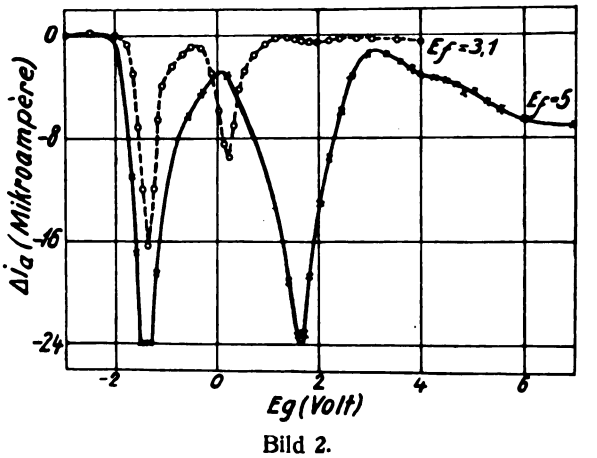


Bild 2.

1. Die Gleichricht-Charakteristik.

An das Gitter wird eine Wechselspannung angelegt—bei den Versuchen von der Frequenz $6 \cdot 10^5$/sec und dem Effektivwert 0,05 Volt — und die Aenderung i_a des Anodengleichstroms gemessen bei verschiedenen Werten der Gittervorspannung E_g. Die Ergebnisse sind von dem Charakter der in Bild 2 dargestellten Kurven; die ausgezogene bezieht sich auf eine Heizspannung (E_f) von 5 Volt, die gestrichelte auf eine solche von 3,1 Volt. Bei Spannugen unterhalb — 2 Volt besteht die Aenderung des Anodengleich-

Digitized by Google

stroms in einer ganz kleinen Zunahme, die von der gekrümmten Charakteristik herrührt. Im übrigen nimmt der Anodenstrom beim Anlegen der Gitter-Wechselspannung stark ab und zwar so, daß bei bestimmten Vorspannungen ein Maximum der Gleichrichtwirkung auftritt.

2. Die Gleichrichtwirkung ist bei weitem am stärksten an derjenigen Stelle des Heizfadens, an der die elektrische Feldstärke ein Minimum ist. Aendert man die Gittervorspannung, so wandert diese Stelle vom negativen zum positiven Ende des Glühfadens.

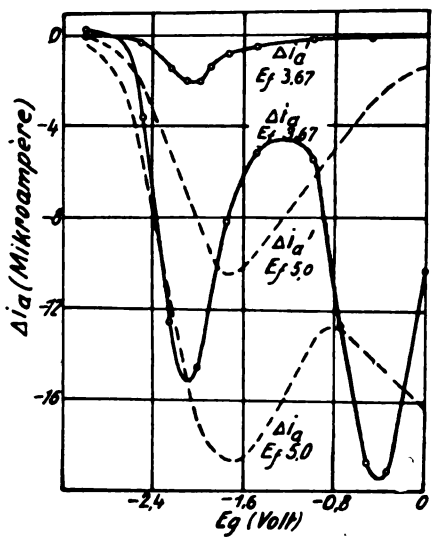


Bild 3.

Diese Lokalisierung der Gleichrichtung zeigen die Kurven von Bild 3. Darin bedeutet Δi_a die Aenderung des gesamten Anodengleichstroms, Δi_a die Aenderung des Stroms für den kleinen Teil der Anode (Bild 1), der tatsächlich dem negativen Ende des Glühfadens gegenüber lag. Die Verhältnisse waren so, daß bei $E_g = -2$ Volt das minimale Feld ungefähr am negativen Ende des Glühfadens lag. In der Kurve für die Heizspannung $E^f = 3{,}67$ fällt das Maximum bei $E_g = -2$ Volt in Δi_a und $\Delta i'_a$ ungefähr zusammen. Die Gleichrichtung erfolgt also vorzugsweise in der Gegend des negativen Endes des Glühfadens. Dagegen fehlt das Minimum für $E_g = 0{,}4$ Volt in der Kurve Δi_a, da hier das minimale Feld nicht mehr am negativen Ende des Glühfadens und damit gegenüber der kleinen Anode lag, sondern mehr auf der positiven Seite des Glühfadens.

3. Daß diese eigentümlichen Erscheinungen vom Caesiumdampf herrühren, zeigen die Verfasser in der folgenden Weise.

Sie nehmen die Gleichricht-Charakteristik (Abszissen = Gitterwechselspannung, Ordinaten = Aenderung des Anodengleichstroms) auf, einmal bei der Temperatur der flüssigen Luft, bei der alles Caesium kondensiert, also kein Caesiumdampf in der Röhre war; die Charakteristik hat die normale Parabelform; der Anodengleichstrom nimmt zu mit der Erhöhung der Gitterwechselspannung. Dieselbe Aufnahme wird dann bei 30° C wiederholt. Sie zeigt für kleine Wechselspannungen einen starken Abfall des Anodengleichstroms und erst für größere einen Anstieg. Der Abfall des Anodengleichstroms bei kleinen Gitterwechselspannungen kann also nur durch den Caesiumdampf verursacht sein.

4. Legt man plötzlich eine Gleichspannung an das Gitter, so fällt der Anodenstrom zuerst nahezu momentan und dann in einer Zeit von ungefähr 0,1 bis 0,2 sec auf seinen endgültigen Wert ab. Entsprechendes gilt, wenn man die Spannung wieder wegnimmt. Auch wenn man Wechselspannungen ans Gitter legt, dauert es ungefähr 0,1—0,2 sec, bis sich der endgültige Wert des Anodengleichstroms einstellt. Der Grund für diese Trägheit ist nicht in der geringen Beweglichkeit der Caesium-Ionen, sondern in einer mehr oder weniger starken Kondensation bzw. Verdampfung von Caesium zu suchen.

Die Gleichrichtung bei vorgegebener Amplitude der Gitterwechselspannung zeigt eine ausgesprochene

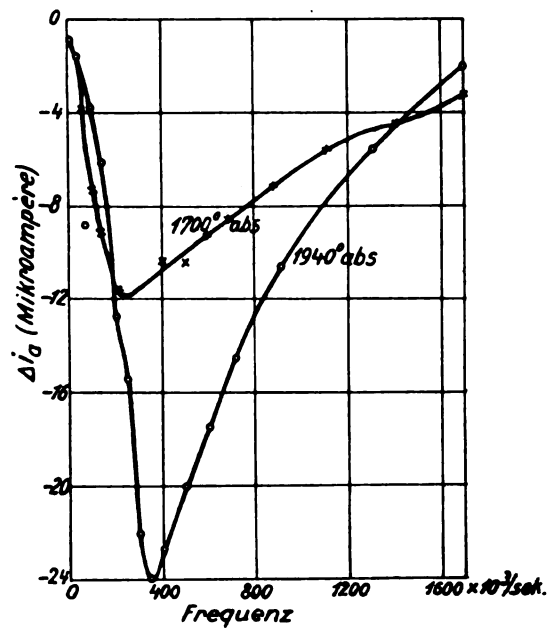


Bild 4.

Frequenzabhängigkeit, wie sie z. B. in Bild 4 erscheint. Die Aenderung des Anodengleichstroms ist ein Maximum für eine bestimmte Frequenz, die unter den Verhältnissen von Bild 4 in der Gegend von $250 \cdot 10^3$ bzw. $350 \cdot 10^3$/sec liegt.

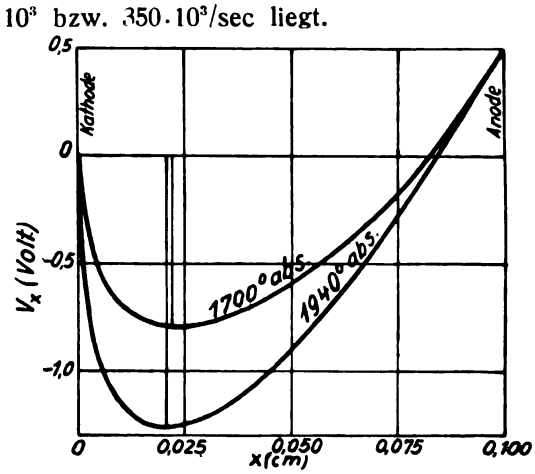


Bild 5.

6. Nimmt man, um eindimensionale Verhältnisse zu bekommen, an, daß die Kathode und Anode je aus einer Platte bestehen im Abstand von 0,1 cm, so ergibt sich bei kleinen Anodenspannungen (angenommen ist 0,5 Volt) und damit starkem Einfluß der

Digitized by Google

negativen Raumladung ein elektrisches Feld zwischen Kathode und Anode von der Art, wie es in Bild 5 unter den Bedingungen der benutzten Röhren für zwei Temperaturen des Glühfadens berechnet ist. Ein Elektron, das die Kathode verläßt, gelangt demnach zur Anode, wenn seine thermische Austrittsenergie größer als $e \cdot V_m$ ist (e = Elementarladung, V_m = minimale Spanung, in dem Bild durch vertikale Linien eingezeichnet). Ein positives Ion, das durch Ionisation an der glühenden Kathode gebildet wurde, wird gegen die Stelle des Spannungsminimums angezogen. Ist seine Anfangsgeschwindigkeit kleiner als

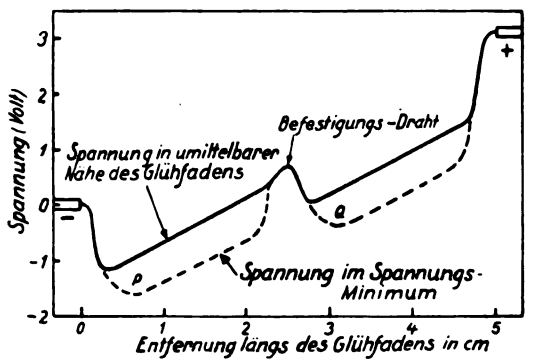


Bild 6.

0.5 Volt, so ist es nicht imstande, zur Anode zu gelangen. Es wird um die Stelle der minimalen Spannung herumschwingen und evtl. zurück zur Kathode gelangen. Wenn es aber durch Zusammenstoß mit Dampf- bzw. Gasmolekeln Energie verliert, kehrt es nicht zur Kathode zurück, sondern wird um das Spannungsminimum Schwingungen mit allmählich abnehmender Amplitude ausführen. Die Folge davon ist, daß sich solche Caesium-Ionen in der Gegend der minimalen Spannung ansammeln. Die Frequenz der Ionenschwingungen ist eine ganz bestimmte. Wenn man nun an das Gitter Wechselspannung anlegt, so superponiert sich in der Röhre ein Wechselfeld. Stimmt die Frequenz desselben mit der Frequenz der Ionen-Schwingungen überein, so kommt es zu einer Art Resonanz-Effekt. Die Ionen-Schwingungen bekommen sehr große Amplitude und es können Ionen an die Anode gelangen und dort durch Aufnahme von Elektronen sich in neutrale Atome verwandeln. Dadurch erklärt sich die in Bild 5 bzw. Bild 4 dargestellte Frequenzabhängigkeit. Berechnet man für den in Bild 4 dargestellten Fall die Frequenz der Ionen-Schwingungen aus den Verhältnissen der Röhre, so erhält man $411 \cdot 10^3$ bzw. $510 \cdot 10^3$/sec in genügender Uebereinstimmung mit den dort gemessenen $250 \cdot 10^3$ bzw. $350 \cdot 10^3$/sec.

Der Einfluß dieser Erscheinungen auf den Anodenstrom ist folgender. Wenn kein äußeres Feld wirkt, so sammeln sich die Ionen an der Stelle der minimalen Spannung V_m, vermindern dort die negative Raumladung und verstärken dadurch den Anodenstrom. Werden sie nun durch ein fremdes Feld (z. B. eine Gitterwechselspannung) aus dieser Lage herausbewegt, so ist, wie die Verfasser zeigen, ihr Einfluß geringer und der Anodenstrom wird kleiner. Werden also die Ionen besonders weit wegbewegt, z. B. bei Resonanz zwischen der Frequenz ihrer Eigenschwingungen und derjenigen der Gitterspannung, so muß eine besonders starke Schwächung des Anodenstroms eintreten (vgl. Bild 4).

7. Bei dieser Theorie war vorausgesetzt, daß die ganze Kathode dieselbe Spannung habe. In Wirklichkeit ist längs der Glühkathode ein Spannungsabfall vorhanden. Dadurch wird die Spannungsverteilung ungefähr die in Bild 6 schematisch dargestellte. Wo die Kathode verhältnismäßig kalt ist, an den Enden und an der Befestigungsstelle in der Mitte ist die Kathode mit Caesiumdampf bedeckt. An den Stellen, an denen durch die Erhitzung die Caesiumschicht von der Kathode weggetrieben wird, entsteht ein Spannungssprung ungefähr von der Größe — 1,3 Volt, der Kontaktspannung von adsorbiertem Caesium gegen thoriertes Wolfram. Es bilden sich also zwei Gebiete von minimaler Sapnnung aus, auf die die Verfasser die zwei Minima (vgl. Bild 2) zurückführen.

J. Zenneck.

O. Tope. Ueber den Schwingkristall. Phys. Z. S. **30**, S. 585—590, 1929.

Am geeignetsten zur Schwingungserregung erweisen sich die Kombinationen Eisenkies—Stahl und

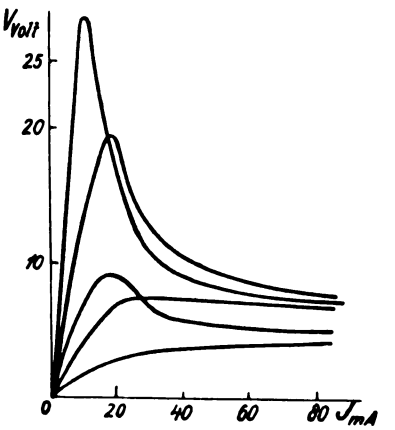


Bild 1.

Zinkit—Bronze. Die Intensität der Schwingungen war um so größer, je kleiner das Kristallstückchen gewählt wurde, da hierbei der Widerstand im Kristall herabgesetzt wird. Die Schaltung entspricht der eines Licht-

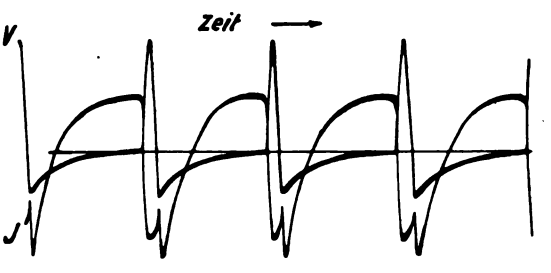


Bild 2.

bogengenerators, wobei der Schwingkristall die Stelle des Lichtbogens einnimmt. Ueber die Messungen an der Kombination Zinkit—Bronze werden Ergebnisse in Kurven mitgeteilt: Bild 1 zeigt Charakteristiken für verschiedene Punkte des Kristalls; man erkennt den fallenden Charakter und die Aehnlichkeit mit einer Lichtbogencharakteristik. Das Verhalten des Kristallgenerators ist dementsprechend weitgehend analog dem des Lichtbogengenerators; man erhält im

Digitized by Google

allgemeinen Schwingungen zweiter Art (Bild 2), deren Frequenz geringer ist als die Eigenfrequenz des Schwingungskreises und sich nur bei geringer Intensität der Schwingungen dieser Eigenfrequenz nähert (Bild 3). Erhöhung des Kontaktdruckes verringert

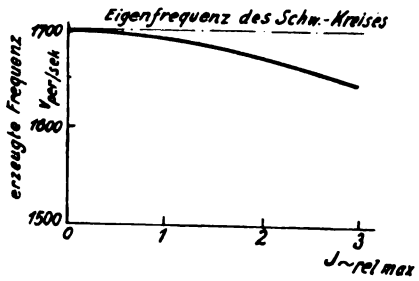


Bild 3.

die Steilheit der Charakteristiken (Bild 4) und die Frequenz der erzeugten Schwingung (Bild 5); bei höheren

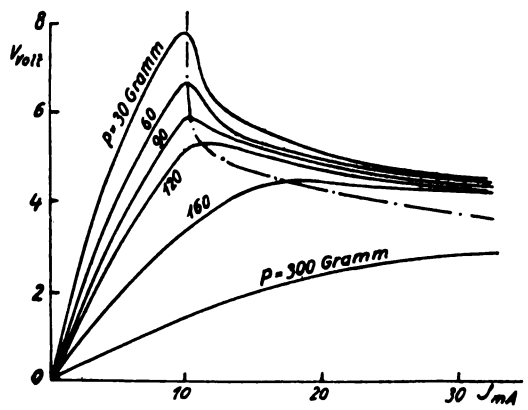


Bild 4.

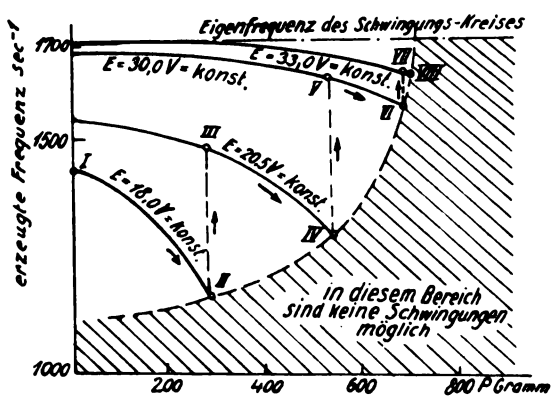


Bild 5.

Drucken lassen sich die Schwingungen nur mit höheren Betriebsspannungen aufrecht erhalten. Erhöhung der Temperatur vermindert ebenfalls die Steilheit der Charakteristiken und damit auch die Intensität der Schwingungen, die bei 160° C ganz aussetzen; die erzeugte Frequenz nimmt mit steigender Temperatur zu.

E. Mauz.

E. O. Hulburt. (Naval Research Laboratory.) Ionen und elektrische Ströme in der oberen Atmosphäre der Erde. (Ions and electrical currents in the upper atmosphere of the earth.) Phys. Rev. **34**, 1167—1183, 1929.

Der Verfasser untersucht die Bewegung der durch die Sonnenstrahlung gebildeten Ionen unter dem Einfluß des elektrischen, magnetischen und Gravitationsfeldes der Erde mit Berücksichtigung der Rekombination und Diffusion.

Nach seinen Ergebnissen erfolgen die Ionenströme im wesentlichen längs der Breitengrade und bestehen 1. aus einer Strombahn auf der Tagseite der Erde in Höhen über 150 km und in östlicher Richtung. Diese Strömung teilt sich in den Längen, in denen Sonnenaufgang bzw. -untergang herrscht, in zwei Zweige; einer (2) setzt seine östliche Bewegung auf der Nachtseite der Erde fort, der andere (3) fließt in westlicher Richtung auf der Tagseite in Höhen unter 150 km. Bei weitem der größte Teil dieser Strömung (⅘) ist auf den Erdgürtel zwischen dem nördlichen und südlichen 40. Breitegrad beschränkt. In nördlicherer bzw. südlicherer Breite fällt die Strömung stark ab. Der gesamte Strom in diesen drei Bahnen beträgt in (1) $1{,}16 \cdot 10^7$, in (2) $2{,}9 \cdot 10^6$, in (3) $8{,}7 \cdot 10^6$ Amp. Auf der Tagseite subtrahieren sich die östlichen und westlichen Ströme bezüglich ihres magnetischen Feldes, und es bleibt ein östlicher Strom von $1{,}16 \cdot 10^7 - 8{,}7 \cdot 10^6 = 2{,}9 \cdot 10^6$ Amp. übrig, d. h. derselbe Strom, der auch auf der Nachtseite in östlicher Richtung fließt. Nach diesen Ergebnissen hat man es also dauernd mit einem Ionenstrom von $2{,}9 \cdot 10^6$ Amp. in östlicher Richtung um die Erde herum zu tun. Dieser Strom ist die Ursache desjenigen Anteils am magnetischen Erdfeld, der seinen Ursprung nicht im Innern der Erde hat.

Eine Folge dieser Ionenströmung ist, daß der Längengrad, in dem Sonnenuntergang besteht, ein um ca. 2000 Volt höheres Potential hat als der Längengrad des Sonnenaufgangs. Da dadurch entstehende elektrische Feld zusammen mit dem magnetischen Erdfeld bewirkt, daß die Ionen und Elektronen auf der Nachtseite mit Geschwindigkeiten zwischen 100 und 200 cm/sec in die Höhe getrieben werden und infolge davon nicht so schnell zur Rekombination kommen, wie wenn sie in niederen Schichten der Atmosphäre blieben. Die dadurch bedingte Hebung der Heaviside-Schicht wird allerdings zum Teil kompensiert durch die Abkühlung und Zusammenziehung der Atmosphäre und erheblich beeinflußt durch die Diffusion der Ionen. J. Zenneck.

E. A. Guillemin u. P. T. Rumsey. Frequenzvervielfachung durch Stoßerregung. (Frequency multiplication by shock excitation.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 629—651, 1929.

Die Arbeit ist im wesentlichen eine Fortsetzung der Doktorarbeit eines der Verfasser (Guillemin) „Zur Theorie der Frequenzvervielfachung durch Eisenkernkopplung". (Arch. f. Elektrot. **17**, 17, 1926.)

Nach Wiederholung der Theorie werden eine Anzahl experimenteller Untersuchungen beschrieben, die den Zweck haben, den Verlauf des Sekundär- und Primärstroms und der Transformatorspannung unter den verschiedensten Umständen zu ermitteln, z. B. auch den Einfluß der Stoßdauer zu bestimmen. Der letzte Teil der Arbeit beschäftigt sich hauptsächlich mit der Frage nach den Bedingungen für möglichst sinusförmigen Sekundärstrom und für möglichst guten Wirkungsgrad. J. Zenneck.

Digitized by Google

Band 35 **Juni 1930** **Heft 6**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

	Seite
W. Fischer und L. Pungs: Beeinflussung von Schaltvorgängen durch Elektronenröhren. (Mit 10 Bildern im Text)	205
Alfred Dennhardt: Ueber Mehrrohrschaltungen für sehr hohe Frequenzen. (Mit 33 Bildern im Text)	212
Wladimir Bunimowitsch: Ueber Frequenzverdopplung mit Elektronenröhren. (Mit 13 Bildern im Text)	223
Walter Schäffer: Definition der Leistung von Telefoniesendern. (Mit 3 Bildern im Text)	232
Karl Stoye: Eigenschaften von ultrakurzen Wellen. (Mit 1 Bild im Text)	235
Carl Lübben: Patentschau. (Mit 19 Bildern im Text)	236
Referate	Seite
O. W. Pierce (J. Zenneck). Die Verwendung der Magnetostriktion zur Schwingungserzeugung. (Mit 2 Bildern im Text)	240
F. R. Lack (A. Scheibe). Beobachtungen an Schwingungsarten und Temperaturkoeffizienten von Quarzplatten. (Mit 4 Bildern im Text)	242
V. C. Macnabb (W. Espe). Die Erzeugung der Emission von Oxyd-Pastekathoden.	243
Industrie-Rundschau	244
Eingegangene Bücher	244

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W 35, Genthiner Straße 32, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Beeinflussung von Schaltvorgängen durch Elektronenröhren.

Von **W. Fischer**, Berlin-Tempelhof und **L. Pungs**, Braunschweig.

Inhaltsübersicht.

Aus idealisierten Röhrenkennlinien wird der Stromverlauf im Anodenkreis einer Röhre berechnet, welcher eine hohe Selbstinduktion enthält. Es werden 3 Fälle unterschieden:

Gitterspannung $U_g = 0$, negativ, positiv.

Die errechneten Stromkurven werden experimentell bestätigt.

Die Benutzung einer Elektronenröhre als Schaltorgan in Verbindung mit einer Steuerdrossel für Schnelltelegraphie ist von uns in einer früheren Arbeit[1]) behandelt worden. Abgesehen von diesem Spezialfall hat die Frage der Beeinflussung von Schaltvorgängen durch Elektronenröhren noch weitergehendes praktisches Interesse. So z. B. dort, wo Röhren in Verbindung mit magnetischen Relais benutzt werden, wie bei Echosperrern für lange Fernsprechleitungen oder bei Umschaltrelais für das drahtlose Gegensprechen usw. Neuerdings kommt die Entwicklung der Röhre als Schaltorgan für die Starkstromtechnik noch hinzu.

Für eine Induktivität im Schaltkreise und für den einfachsten Fall, daß der Schaltvorgang ganz innerhalb des geradlinig idealisierten Röhren-Kennlinienfeldes verläuft, haben wir auch eine angenäherte rechnerische Behandlung angegeben. Das dort angeführte Zahlenbeispiel war aber versehentlich so gewählt, daß der Schaltvorgang sich zum großen Teil außerhalb des Kennlinienfeldes abspielte, so daß die angegebene Gleichung hier nicht mehr anwendbar war.

R. Mayer hat in seinem Aufsatz über Schaltvorgänge bei Elektronenröhren[2]) mit Recht darauf hingewiesen, daß man dann für die Schaltzeit zu kleine Werte erhält. Mayer schlägt in der gleichen Arbeit die Anwendung eines graphischen Integrationsverfahrens für die Ermittlung der Schaltkurve vor. Das Verfahren deckt sich im wesentlichen mit demjenigen, das z. B. auch für die Lichtbogenschaltung angewandt wird[3]), und gibt sicher eine elegante Lösung. Doch kommt es bei der Untersuchung der Schaltvorgänge weniger auf die Feinstruktur der Schaltkurve, als hauptsächlich auf die Steilheit des Stromanstieges und die Schaltzeit an. Vor allem ist es wichtig, die Abhängigkeit dieser Größen von den Spannungen und den Röhrendaten klar zu übersehen. Da bei einer graphischen Methode eine solche Beurteilung nur durch wiederholte, sehr mühsame Konstruktionen zu gewinnen ist, haben wir in vorliegender Arbeit versucht, mit Hilfe idealisierter Kennlinien die früher angedeutete rechnerische Behandlung zu erweitern, so daß sie für alle praktischen Fälle angewandt werden darf. Die Ergebnisse werden durch den Versuch bestätigt.

Wir beschränken uns auf die Untersuchung des Stromverlaufes beim Schalten eines Kreises mit Selbstinduktion (z. B. Relais oder Steuerdrossel), obgleich für Kapazitätskreise ein ähnliches Verfahren angewandt werden kann. Das Ziel solcher Schaltanordnungen ist meist eine möglichst plötzliche Stromänderung, also z. B. ein möglichst steiler Stromanstieg,

[1]) Ztschr. f. Hochfrequ. Techn. **27**, S. 51, 1926.

[2]) Ztschr. f. Hochfrequ. Techn. **29**, S. 76, 1927.

[3]) R. Rüdenberg, Elektr. Schaltvorgänge 1926, S. 192ff.

Digitized by Google

mitunter auch eine langsame Veränderung des Stromes („weiche" Zeichen).

Die allgemeinen Schaltgesetze in Kreisen mit Selbstinduktion sind bekannt. Da sie im folgenden mehrfach zum Vergleich mit der Röhrenschaltung herangezogen werden, sei das Wesentlichste nochmals kurz zusammengestellt.

Bezeichnungen:

Strom-Augenblickswert	i
stationärer Wert	J
Sättigungsstrom	J_s
Netzgleichspannung	U
Anodenspannung Augenblickswert	u_a
Gitterspannung	U_g
Selbstinduktion	L
Aeußerer Widerstand	R_a
Innerer Röhrenwiderstand	R_i
Steilheit der Röhre	S
Durchgriff der Röhre	D
Zeitkonstante	τ

I. Der Einschalt-Vorgang.

Ein Kreis mit der Selbstinduktion L und dem ohmschen Widerstand r wird an die Gleichspannung U gelegt.

Der Stromverlauf hat dann die Form

$$i=\frac{U}{r}(1-\varepsilon^{-\frac{t}{\tau}}) \qquad (1)$$

worin $\tau=\frac{L}{r}$ ist. Zur Zeit $t=\infty$ erreicht der Strom seinen stationären Endwert $J=\frac{U}{r}$. Die Anfangstangente des Stromanstieges ist bekanntlich

$$\left(\frac{di}{dt}\right)_{t=0}=\operatorname{tg}\alpha=\frac{J}{\tau}=\frac{U}{L} \qquad (2)$$

Als praktische „Schaltzeit" hatten wir hierbei früher[4]) die Zeit 3τ definiert, nach welcher der Endwert bis auf 5% erreicht ist.

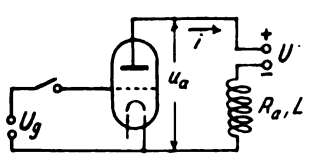


Bild 1.
Schaltung zum Tasten mit Elektronenröhren.

Verwendet man eine Röhre als Schaltorgan, so ist die Schaltung die des Bildes 1.

Für den Drosselkreis lautet hier die Spannungsgleichung

$$L\frac{di}{dt}+iR_a=U-u_a \qquad (3)$$

Dabei ist $u_a=f(i)$

Da wir hier auf die Funktion $u_a=f(i)$ stoßen, stellen wir die Röhren-Kennlinien nicht, wie sonst meist üblich, für konstante Anodenspannung in (i, u_g)Koordinaten dar, sondern mit i als Abszisse und u_a als Ordinate für konstante Gitterspannung U_g als Parameter. Eine solche Kennlinienschar zeigt Bild 2.

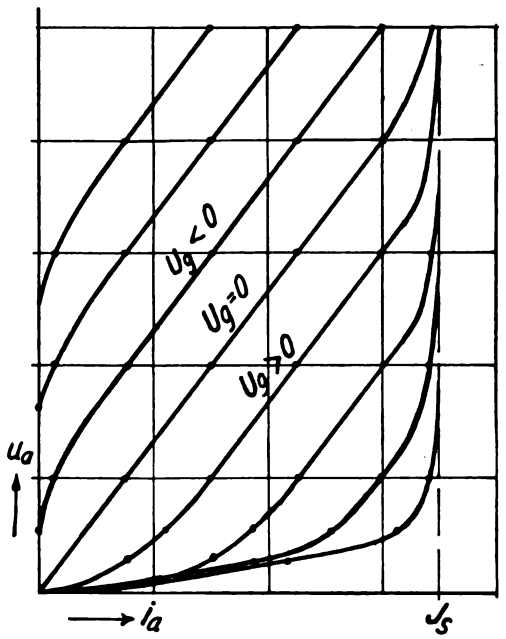


Bild 2.
Röhrenkennlinien in u_g-i_a Koordinaten.

Für eine praktisch genügend genaue Betrachtung der Vorgänge, vor allem für die Ermittelung der Schaltzeit genügt es vollkommen, diese Kennlinien in idealisierter Weise als einen gebrochenen Linienzug aus Geradenabschnitten darzustellen. Die einem wirklichen Fall entsprechende Kennlinienschar des Bildes 2 geht dann in die des Bildes 3 über. Eine merkliche Abweichung von dieser Darstellung des

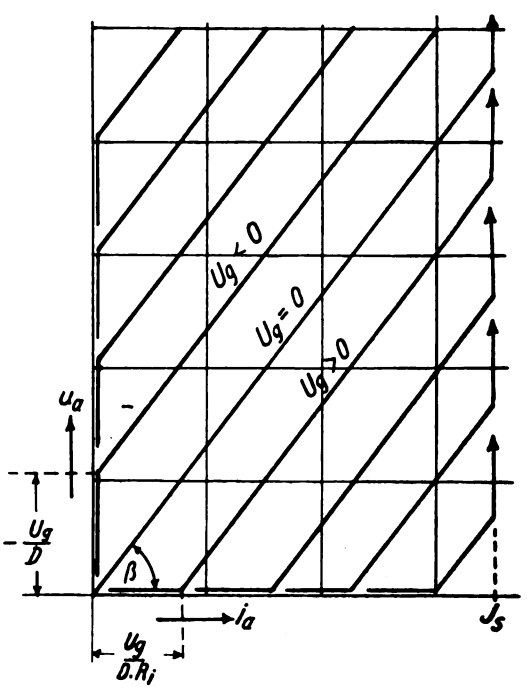


Bild 3.
Idealisierte Röhrenkennlinien.

[4]) l. c. 1.

Digitized by Google

Anodenstromes tritt nur im Bereich positiver Gitterspannungen auf, da der Einfluß des Gitterstromes vernachlässigt ist. Wir kommen auf diese Abweichung später noch einmal zurück.

Die Charakteristik $U_g=0$ ist eine Gerade durch den Nullpunkt mit dem Neigungstangens gegen die Abszisse $\operatorname{tg}\beta=R_i$, welche bei J_s in die Sättigungsgerade abknickt. Diese Kennlinie für $U_g=0$ teilt das Feld in 2 Scharen wesentlich voneinander verschiedener Charakteristiken. In dem oberen Teil für $U_g<0$ (negative Gitterspannungen) sind die Kennlinien zusammengesetzt aus 3 Geraden-Abschnitten; der erste Teil verläuft auf der Ordinatenachse bis zum Punkt $-\frac{U_g}{D}$. Der zweite Teil ist eine Gerade mit der Neigung β gegen die Abszissenachse bis zum Sättigungsstrom J_s; von da aus verläuft die Kennlinie parallel zur Ordinatenachse. Die Kennlinie $u_a=f(i)$ ist also hier dargestellt durch[5])

$$\left|\begin{array}{ll} i=0 & \text{für } 0<u_a<-\frac{U_g}{D} \\ u_a=iR_i-\frac{U_g}{D} & \text{für } -\frac{U_g}{D}<u_a<J_sR_i-\frac{U_g}{D} \\ i=J_s & \text{für } J_sR_i-\frac{U_g}{D}<u_a \end{array}\right| \quad U_g<0 \qquad (4)$$

In dem unteren Teil des Feldes ($U_g>0$) verläuft der erste Teil der ebenfalls 3teiligen Kennlinien auf der Abszissenachse, der zweite Teil wieder als Gerade mit der Neigung β zur Abszisse und der dritte Teil wieder auf der Sättigungsgeraden. In diesem Teil sind die Kennlinien dargestellt durch

$$\left|\begin{array}{ll} u_a=0 & \text{für } 0<i<\frac{U_g}{DR_i} \\ u_a=iR_i-\frac{U_g}{D} & \text{für } \frac{U_g}{DR_i}<i<J_s \\ i=J_s & \text{für } J_sR_i-\frac{U_g}{D}<u_a \end{array}\right| \quad U_g>0 \qquad (5)$$

Diese 3 Fälle

$$U_g=0$$
$$U_g<0$$
$$U_g>0$$

ergeben verschiedene Schaltvorgänge. Sie sollen daher nacheinander betrachtet werden.

1. Fall $U_g=0$.

Am einfachsten liegen die Verhältnisse, wenn der Endstrom J kleiner bleibt als der Sättigungsstrom J_s der Röhre. Dann spielt sich alles auf der Geraden

$$u_a=iR_i$$

ab. Die Spannungsgleichung lautet dann

$$L\frac{di}{dt}+i(R_a+R_i)=U \qquad (3a)$$

und gibt als Lösung die bekannte Exponentialgleichung

$$i=\frac{U}{R_a+R_i}\left(1-\varepsilon^{-\frac{t}{\tau_1}}\right) \qquad (6)$$

worin

$$\tau_1=\frac{L}{R_a+R_i}$$

und die Anfangstangente $\operatorname{tg}\alpha=\frac{U}{L}$ ist[6]).

Ein Vergleich mit dem Einschaltvorgang ohne Röhre zeigt, daß man mit der Röhre bei $U_g=0$ denselben Einschaltstromverlauf erhält. Unter Voraussetzung derselben Netzspannung U müßte dort, um denselben Endstrom J zu ergeben, der gesamte Kreiswiderstand $r=R_a+R_i$ werden. Die Röhre ist hier gleichwertig einem ohmschen Widerstand R_i.

Die Röhrenschaltung hat also von der Stromkurve aus gesehen mit $U_g=0$ keinen Vorteil gegenüber der Vergrößerung des ohmschen Widerstandes. Der Vorteil liegt hier lediglich im Schaltmechanismus, d. h. in der Möglichkeit, im Gitter praktisch strom- und spannungslos und damit funkenfrei zu schalten.

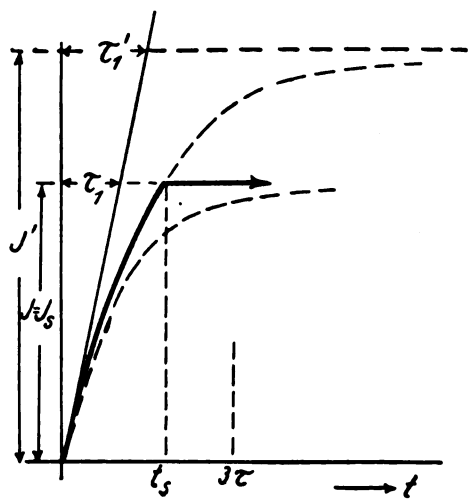


Bild 4.
Einschaltstrom mit $U_g=0$.

Wird die Röhre so gewählt, daß man beträchtlich in den Bereich der Sättigung kommt, so verläuft der Vorgang etwas anders. Um mit den vorigen Verhältnissen, vor allem mit der röhrenlosen Widerstandsschaltung vergleichen zu können, sollen die Größen U, J, L dieser Schaltung beibehalten werden. Wird nun eine Röhre mit kleinerem inneren Widerstand R_i gewählt, deren Sättigungsstrom $J_s=J$ ist, deren Sättigungsspannung U_s aber kleiner als U ist, so verläuft der Vorgang von $u_a=0$ bis $u_a=U_s$ wieder wie vorher nach einer Exponentialfunktion, welche dieselbe Anfangstangente $\operatorname{tg}\alpha=\frac{U}{L}$ hat, jedoch die Zeitkonstante $\tau_1'=\frac{L}{R_a+R_i}$ und, wenn die Röhrensättigung nicht einträte, den höheren Stromendwert $J'=\frac{U}{R_a+R_i}$.

Dieser Endwert J' wird jedoch nicht erreicht, da bei J_s Sättigung der Röhre eintritt. Von diesem Augenblick an bleibt der Strom konstant auf dem Wert $J_s=J$. Wie aus Bild 4 hervorgeht, kann dadurch die Schaltzeit wesentlich abgekürzt und die sonst abgerundete Stromkurve der eckigen Trapez-

[5]) Die Barkhausen'schen Beziehungen werden dabei für die idealisierten Kennlinien zu Grunde gelegt.

[6]) Für diesen einfachsten Fall gelten die Bedingungen unserer ersten Arbeit (l. c. 1) genau.

Digitized by Google

form angenähert werden, wenn auch die Anfangssteilheit dieselbe ist wie vorher.

Die Zeit bis zur Erreichung des Sättigungsstromes, d. h. die Schaltzeit, ist

$$t_s = -\frac{L}{R_a+R_i'}\ln\left(1-\frac{R_a+R_i'}{\frac{U}{J_s}}\right)$$

oder $$t_s = \tau\cdot\frac{\ln\frac{1}{1-y}}{y}$$

worin

$$\tau=\frac{L}{r}$$

$$y=\frac{R_a+R_i'}{r}\quad\text{und}$$

$$r=\frac{U}{J_s}\quad\text{ist.}$$

y	$\frac{t_s}{\tau}$	$\frac{t_s}{3\tau}$
0,1	1,06	0,35
0,2	1,12	0,37
0,4	1,28	0,42
0,6	1,52	0,51
0,8	2,01	0,67
0,9	2,46	0,82

Je kleiner R_a+R_i' gegenüber r ist, desto kürzer wird die Schaltzeit. Im Grenzfall $(R_a+R_i'=0)$, der jedoch nicht verwirklicht werden kann, könnte die Schaltzeit höchstens auf die Zeit $\tau=\frac{L}{r}$ abgekürzt werden, also auf ein Drittel der für den einfachen Widerstandskreis als Schaltzeit bezeichneten Spanne 3τ.

2. Fall: $U_g<0$.

Bei den Kennlinien mit negativer Gitterspannung ist zunächst der Strom Null, bis die Spannung den Wert $u_a=\frac{-U_g}{D}$ erreicht hat. Die Anodenspannung springt also beim Einschalten der Gitterspannung auf den Wert $\frac{-U_g}{D}$. Der Strom verläuft dann nach der Gleichung

$$i=\frac{U+\frac{U_g}{D}}{R_a+R_i}\left(1-\varepsilon^{-\frac{t}{\tau_2}}\right) \qquad (7)$$

worin $\tau_2=\frac{L}{R_a+R_i}$ [7])

Die Anstiegtangente ist hier $\operatorname{tg}\alpha=\frac{U+\frac{U_g}{D}}{L}$. Da U_g in diesem Fall kleiner als Null ist, so folgt daraus, daß für negative Gitterspannungen die Steilheit des Stromanstieges geringer ist als bei der reinen Widerstandsschaltung oder bei $U_g=0$, und zwar um so mehr, je weiter U_g im Negativen liegt. (Bild 5, ①.) Die Verwendung einer Röhre hat als bei negativer Gitterspannung keine Verkürzung, sondern eine Verlängerung der Schaltzeit zur Folge, sofern $J<J_s$ ist.

Wählt man die Röhre so, daß man noch wesentlich in den Bereich der Sättigung kommt (Bild 5 ②), so kann man die Schaltzeit wieder abkürzen und trotz der weniger steilen Anfangstangente unter Umständen sogar eine günstigere Einschaltkurve als bei Widerstandsschaltung oder $U_g=0$ erhalten. In Anlehnung an das zu Bild 4 Gesagte ist die Entstehung der Stromkurve *2* in Bild 5 wohl ohne weiteres verständlich.

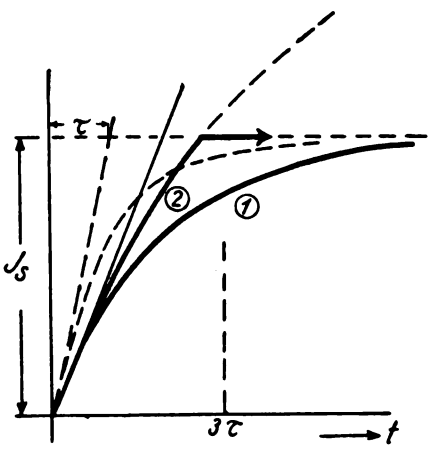


Bild 5.
Einschaltstrom mit U_g negativ.

3. Fall: $U_g>0$.

In dem Gebiet der positiven Gitterspannungen weicht der tatsächliche Anodenstrom-Kennlinienverlauf von der idealisierten Schar paralleler Geraden um so mehr ab, je höher die Gitterspannung wird, da die Geradenschar eigentlich die Kennlinien für den gesamten Emissionsstrom, also Anodenstrom plus Gitterstrom, darstellt, und der Gitterstrom bei hohen Gitter- und kleinen Anodenspannungen die Größe des Anodenstromes erreichen und überschreiten kann. Die Abweichungen ändern aber, solange die Gitterspannungen wesentlich kleiner sind als die Anodenspannungen, den Charakter der Vorgänge so unwesentlich, daß zunächst doch der durch die Gleichungen (5) charakterisierte gebrochene Linienzug für die tatsächliche Kennlinie gesetzt werden soll.

In dem ersten Abschnitt dieses Linienzuges ist $u_a=0$, so daß unsere Grundgleichung (3) hier lautet

$$L\frac{di}{dt}+iR_a=U. \qquad (3b)$$

Dies ergibt in Analogie zu (1) den Stromverlauf

$$i=\frac{U}{R_a}\left(1-\varepsilon^{-\frac{t}{\tau_3}}\right)\quad\text{worin hier}\quad\tau_3=\frac{L}{R_a}\quad\text{ist.}$$

Der Endwert dieses exponentiellen Stromanstieges würde, wenn sich der ganze Vorgang auf diesem Ast der Kennlinie abspielen würde, $J''=\frac{U}{R_a}$ sein, ein Wert, der weit über dem gewünschten stationären Strom J liegen würde. Die Anfangstangente dieses Stromanstieges ist aber auch wieder $\operatorname{tg}\alpha_1=\frac{U}{L}$, also wieder dieselbe, wie ohne Röhre. Diese Kurve verfolgt der Strom, bis er zur Zeit t_1 den Wert

$$i_1=\frac{U_g}{DR_i}$$

erreicht hat. Von hier an beginnt der zweite Ast der Kennlinie, für welchen wieder die Gleichung (3) gilt.

[7]) R_i muß hier, wenn derselbe Endstrom J wie vorher erreicht werden soll, einen kleineren Wert als im vorigen Falle haben, da die Spannung $U+\frac{U_g}{D}<U$ ist. Darum ist $\tau_2>\tau_1$.

Digitized by Google

Unter Berücksichtigung von (5) erhält sie für den zweiten Ast die Form

$$L\frac{di}{dt}+i(R_a+R_i)=U+\frac{U_g}{D} \qquad (3c)$$

Mit $\frac{U_g}{D}=i_1 R_i$ erhält man für $t>t_1$ die Lösung

$$i=i_1\varepsilon^{-\frac{t-t_1}{\tau_4}}+\frac{U+i_1R_i}{R_a+R_i}(1-\varepsilon^{-\frac{t-t_1}{\tau_4}}). \qquad (8)$$

Für diesen Ast ist wieder $\tau_4=\frac{L}{R_a+R_i}$.

Für $t=t_1$ ist $i=i$. Die Tangente in diesem Punkt ist

$$\left(\frac{di}{dt}\right)_{t=t_1}=\frac{U+\frac{U_g}{D}-i_1(R_a+R_i)}{L} \quad \text{oder da } \frac{U_g}{D}=i_1R_i,$$

$$\operatorname{tg}\alpha_2=\frac{U-i_1R_a}{L}. \qquad (9)$$

Dies ist derselbe Wert wie für die Tangente an die Kurve nach (3b) des ersten Astes im Punkte $t=t_1$, wo $i=i_1$ ist. Die Einschaltstromkurve geht also ohne Knick vom ersten in den zweiten Abschnitt über.

Die Gleichung (8) kann auch geschrieben werden

$$i=i_1+\frac{U-i_1R_a}{R_a+R_i}(1-\varepsilon^{-\frac{t-t_1}{\tau_4}}).$$

Dies bedeutet: Bis zur Zeit t_1 wird die Exponentialkurve e_1 durchlaufen (Bild 6) mit der Zeitkonstante

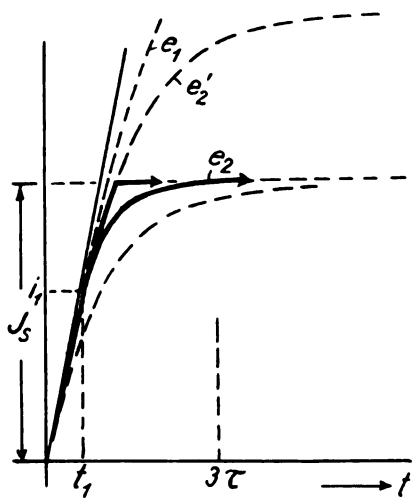


Bild 6.
Einschaltstrom mit U_g positiv.

$\tau_3=\frac{L}{R_a}$, der Anfangstangente $\operatorname{tg}\alpha_1=\frac{U}{L}$ und dem (nicht erreichten) Endwert $\frac{U}{R_a}$. Von t_1 an baut sich hierauf mit der Kurventangente im Punkte i_1 $\operatorname{tg}\alpha_2=\frac{U-i_1R_a}{L}$ als Anfangstangente eine zweite Exponentialkurve e_2 auf mit der Zeitkonstante $\tau_4=\frac{L}{R_a+R_i}$ und dem Endwert $\frac{U-i_1R_a}{R_a+R_i}$.

Wie aus dem Bild (6) ersichtlich, wird die Schaltzeit um so kürzer, je höher der Punkt i_1 rückt, d. h. je höher die Gitterspannung ist.

Gegen diese Schlußfolgerung ist allerdings einzuwenden, daß gerade bei sehr hohen Gitterspannungen die Darstellung der Charakteristiken von dem tatsächlichen Verlauf stark abweicht und daher nicht mehr genügend genau die Verhältnisse wiedergibt. Die Abweichung macht sich in der Weise bemerkbar, daß der erste Ast der Kennlinien tatsächlich nicht auf der Abszissenachse liegt, sondern schon unter einem geringen Winkel β' gegen sie geneigt ist, so daß für diesen Ast nicht, wie wir es getan haben, der innere Röhrenwiderstand Null zu setzen ist, sondern gleich einem anderen aber verhältnismäßig kleinen Wert R_i'. Damit würde statt (3b) zu setzen sein

$$L\frac{di}{dt}+i(R_a+R_i')=U \qquad (3b)$$

woraus sich für den ersten Anstieg nur der gedachte Endwert in $\frac{U}{R_a+R_i'}$ und die Zeitkonstante in $\tau_3'=\frac{L}{R_a+R_i'}$ ändern würden. Da von dieser Kurve aber nur das unterste Stück, das ohnehin sehr nahe an die Anfangstangente angeschmiegt ist, durchlaufen wird, ist diese Korrektur praktisch kaum bemerkbar. Die Abweichung wirkt wie eine Vergrößerung des äußeren Widerstandes.

Der eben skizzierte, aus zwei Exponentialkurven zusammengesetzte Verlauf erfährt noch eine Aenderung, wenn auch hier die Sättigungsgrenze der Röhre erreicht wird. Wie bei den früher behandelten Kurven würde dann auch hier die höher liegende Exponentialkurve e_2' (Bild 6) bei dem Wert J_s abgeschnitten und die Stromkurve in den Sättigungswert J_s übergehen, wodurch die äußerste Knickschärfe erreicht wird.

II. Der Ausschaltvorgang.

Der Ausschaltvorgang verläuft ganz analog dem Einschaltvorgang. Hier sind bloß zwei Fälle zu unter-

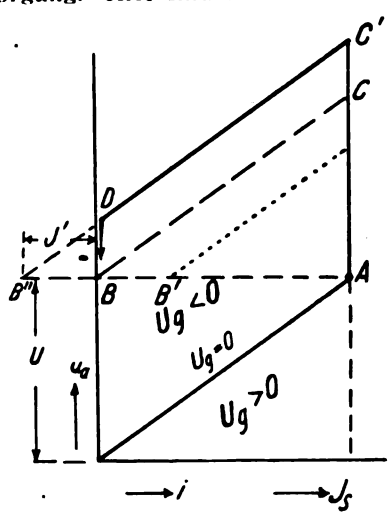


Bild 7.
Idealisierte Röhrenkennlinien
im Gebiet negativer Gitterspannung.

scheiden. Im ausgeschalteten Zustand soll der Drosselkreis ganz oder wenigstens fast stromlos sein. Es wird also eine negative Gitterspannung von mindestens solcher Größe angelegt, daß bei der aufgedrückten Spannung U kein Strom mehr fließt. Der Ablauf ist aus dem Kennlinienbild (Bild 7) wieder

Digitized by Google

ohne weiteres abzulesen. Im eingeschalteten Zustand befanden wir uns z. B. im Punkt A ($u_a = U$; $i = J_s$)[8]) und wollen auf den Punkt B zurück. Es muß also mindestens soviel negative Gitterspannung angelegt werden, als der durch B gehenden Kennlinie entspricht (gestrichelte Linie). Wäre die Gitterspannung näher an Null (punktierte Linie), so würde ein Reststrom bleiben (Punkt B'). Im Augenblick des Ausschaltens, d. h. Anlegens der negativen Gitterspannung, muß, da $i = J_s$ ist, die Anodenspannung u_a auf den Punkt C springen. Man erhält also im ersten Augenblick eine erhebliche Ueberspannung an der Röhre[9]). Während des Abklingens des Anodenstromes fällt auch die Anodenspannung wieder auf den Wert U ab (Punkt B).

Geht man mit der Gitterspannung noch weiter ins Negative, so vollzieht sich der Stromverlauf längs des ausgezogenen Linienzuges $A\,C'\,D\,B$. Für diesen allgemeinen Fall lautet die Spannungsgleichung wieder wie (3)

$$L\frac{di}{dt} + i(R_a + R_i) = U - u_a.$$

Hierin ist aber $\frac{di}{dt}$ negativ. Für u_a ist einzusetzen $u_a = iR_i - \frac{U_g}{D}$, wobei U_g selbst negativ ist. Als Lösung ergibt sich aus

$$\frac{di}{dt} + i\frac{R_a + R_i}{L} = \frac{U + \frac{U_g}{D}}{L}$$

$$\text{mit } \frac{U + \frac{U_g}{D}}{R_a + R_i} = J' \text{ und } \tau_1 = \frac{L}{R_a + R_i}$$

$$i = J\varepsilon^{-\frac{t}{\tau_1}} + J'\left(1 - \varepsilon^{-\frac{t}{\tau_1}}\right) \qquad (10)$$

Entspricht U_g gerade der gestrichelten Kennlinie durch B, so ist $-\frac{U_g}{D} = U$ und $J' = 0$, somit

$$i = J\varepsilon^{-\frac{t}{\tau_1}} \qquad (10a)$$

d. h. der Endstrom J klingt nach der ε-Funktion mit der Zeitkonstanten τ_1 ab.

Die Anfangstangente ist $\operatorname{tg}\gamma = -\frac{J}{\tau_1}$. War das Einschalten auf der Kennlinie $U_g = 0$ erfolgt (ohne Sättigung), so ist die Ausschaltkurve genau die Umkehrung der Einschaltkurve mit der gleichen Zeitkonstante und der gleichen Neigung. War jedoch bereits Sättigung erreicht, so ist die Neigung der Ausschaltkurve flacher als die der Einschaltkurve, da dann $\frac{J}{\tau_1} = J\frac{(R_a + R_i)}{L} < \frac{U}{L}$ ist.

Geht man mit der Gitterspannung weiter ins Negative, so daß die allgemeine Form der Gleichung (10) gilt, so ist $-\frac{U_g}{D} > U$ und somit J' negativ. Im Kennlinienbild (Bild 7) ist J' durch die Strecke $B - B''$ dargestellt. Die Gleichung (10) gibt den Vorgang wieder, wenn er ganz auf der Geraden $C' - B''$ verlaufen würde. Bild 8 läßt erkennen, wie sich der Abfall von i aus den beiden Exponentialkurven zusammensetzt. Die Anfangstangente ist dabei

$$\left(\frac{di}{dt}\right)_{t=0} = \operatorname{tg}\gamma = -\frac{J - J'}{\tau_1}$$

also, da J' selbst negativ ist, steiler als auf der Kennlinie $C\,B$, und zwar um so mehr, je weiter U_g im Negativen liegt.

Nach Bild 8 geht die i-Kurve zur Zeit t_1 durch Null. Dieser Punkt entspricht dem Punkt D im Kennlinienbild. Von da an verläuft der Vorgang nicht mehr

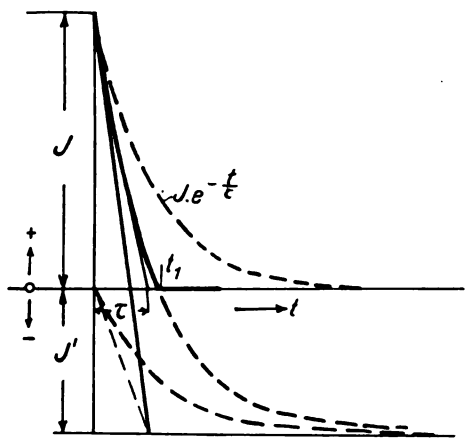


Bild 8.
Ausschaltstrom.

auf der Geraden $C'\,B''$, für welche die Gleichung (10) galt, sondern auf der Geraden $D\,B$; d. h. der Strom bleibt von hier aus wieder Null.

Vergrößerung der Gitterspannung ins Negative in der Ausschaltperiode bedeutet also einen Knick in der Stromkurve und damit Annäherung an eine scharfe Trapezform.

III. Oszillogramme.

Die folgenden Bilder zeigen einige Oszillogramme, welche den Charakter der eben abgeleiteten Schaltvorgänge sehr deutlich zeigen. Die Schaltung entsprach dem Bilde 1. Die Anodenspannung war bei allen Aufnahmen $U = 500$ Volt; die Selbstinduktion $L = 125$ Hy; der Ohmsche Drosselwiderstand $R_a = 12\,000$ Ohm. Eine Drossel mit genügend hoher Induktivität und geringerem Widerstand stand leider nicht zur Verfügung. In Bild 9a und b sind zunächst nochmals die charakteristischen Möglichkeiten zusammengestellt, und zwar in 9a die Kennlinien, in 9b die theoretischen Einschaltkurven. Es ist darin die Kennlinie

1 mit $U_g = 0$ ohne Sättigung
2 „ $U_g = 0$ mit Sättigung
3 „ U_g negativ ohne Sättigung
4 „ U_g positiv ohne Sättigung
5 „ U_g positiv mit Sättigung

Diesen 5 Fällen entsprechen die Bilder 10, 1—5[10]). Die Aufnahmen 1, 4, 5 sind mit einer Valvo-Röhre

[8]) In den Kennlinienfeldern ist der äußere Widerstand R_a zur Vereinfachung unberücksichtigt geblieben, er bedeutet einfach eine Vergrößerung des Röhrenwiderstandes.

[9]) Dieser Fall ist auch von R. Meyer behandelt worden; l. c. 2.

[10]) Aufgenommen in den Laboratorien der C. Lorenz A.-G. durch Herrn E. Zakarias.

Digitized by Google

MS 10 gemacht. Um den größeren inneren Widerstand zu ersetzen, welcher ja eigentlich für die Kurve 4 nötig wäre, wurde ein entsprechender äußerer Widerstand von ca 18 000 Ω zugeschaltet, was ohne weiteres erlaubt ist, wie aus den entsprechenden Gleichungen hervorgeht. Die Bilder 2 und 3 sind mit einer Lorenz-Röhre *LV* 3,5/220 aufgenommen.

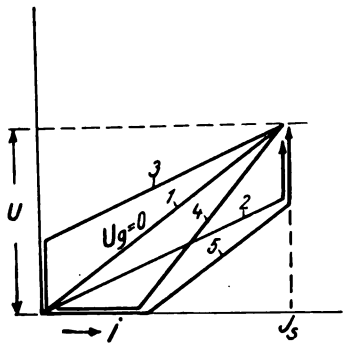


Bild 9a.
Zusammenstellung der charakteristischen Kennlinien.

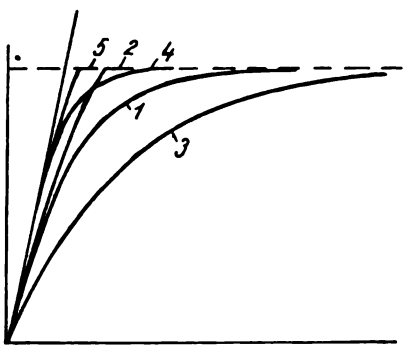


Bild 9b.
Zusammenstellung der verschiedenen Einschaltkurven.

Die Uebereinstimmung der aufgenommenen Kurven mit den theoretischen des Bildes 9b ist klar zu erkennen.

In der Ausschaltkurve zeigt den exponentiellen Ablauf das Oszillogramm Bild 10 (3), wenn gerade kein oder nur ein geringer Reststrom vorhanden ist; dagegen Bild 10 (1) wenn die Gitterspannung etwas weiter negativ gewählt ist, so daß der exponentielle Ablauf einem negativen Endwert zulaufen würde, aber dann scharf bei $J = 0$ abgeschnitten ist. Bei den anderen Kurven war die Gitterspannung soweit ins Negative verlegt (— 150 Volt), daß ein außerordentlich steiler Stromabfall erzielt wurde. Die auf den Oszillogrammen 2, 4 und 5 verzeichneten Schwingungen rühren von der Eigenschwingung der Oszillographenschleife her, welche nicht genügend abgedämpft werden konnte.

Auch quantitativ zeigen die aufgenommenen Oszillogramme eine gute Uebereinstimmung mit der Theorie. Vergleicht man die Anfangstangenten der 5 Einschaltkurven in den entsprechenden Maßstäben (der Zeit- und Strommaßstab ist bei den einzelnen Aufnahmen etwas verschieden), so zeigen die von Bild 1, 2, 4, 5 nur wenige Prozent Abweichung von dem allen Aufnahmen gemeinsamen Wert $\frac{U}{L}$, während der Wert von Bild 3 (negative Gitterspannung) in Uebereinstimmung mit der Theorie wesentlich tiefer liegt. Die folgende Tabelle zeigt einige zusammengehörige Werte von Rechnung und Messung.

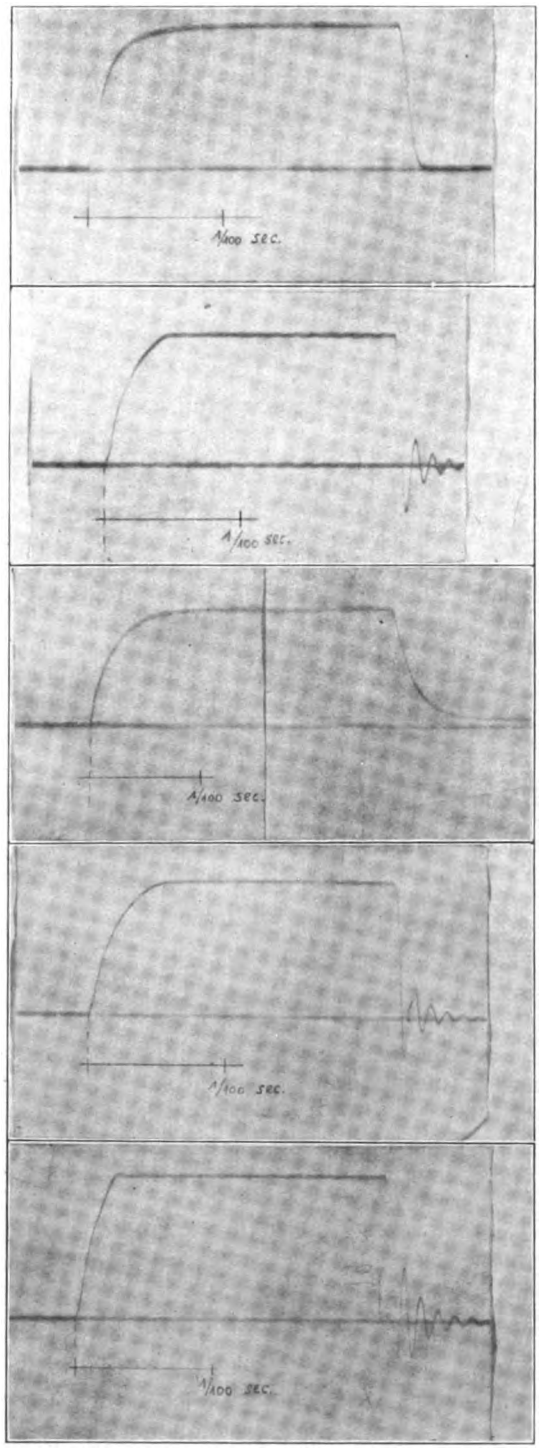


Bild 10.
Oszillogramme des Anodenstromverlaufes beim Schalten mit Röhre.

1) $U_g = 0$ ohne Sättigung
2) $U_g = 0$ mit Sättigung
3) U_g negativ ohne Sättigung
4) U_g positiv ohne Sättigung
5) U_g positiv mit Sättigung

Digitized by Google

MS-Röhre: $R_i = 76000$ Ohm, $D = 3\%$; $S = 4{,}4 \cdot 10^{-4}$ A/V
LV-Röhre: $R_i = 40000$ Ohm, $D = 8{,}9\%$; $S = 2{,}8 \cdot 10^{-4}$ A/V
$U = 500$ Volt, $L = 125$ Hy, $U/L = 4$

Bild	Röhre	R_i 10^3 Ohm	R_a 10^3 Ohm	U_g Volt	J mA	gerechnet: $J' = \frac{U + \frac{U_g}{D}}{R_a + R_i}$ mA	gerechnet: $\tau = \frac{L}{R_a + R_i}$ 10^{-3} sec	gerechnet: $\mathrm{tg}\alpha = \frac{J'}{\tau}$	gemessen: τ 10^{-3} sec	gemessen: $\mathrm{tg}\alpha$
1	MS	76	12	0	5,7	5,7	1,42	4	1,4	4,06
2	LV	40	12	0	7,7	9,6	2,40	4	2,5	3,8
3	LV	40	12	−20	5,3	5,3	2,40	2,2	2,2	2,4
4	MS	76	30	+10	7,9	$\frac{U}{R_a} = 16{,}7$	$\tau = \frac{L}{R_a}$ 4,2	4	—	3,95
5	MS	76	12	+50	8,5	$\frac{U}{R_a} = 41{,}6$	10,4	4	—	4,03

Zusammenfassung.

Es zeigt sich, daß die Anfangstangente des Stromanstieges in allen Fällen nicht größer werden kann, als sie in der äquivalenten Widerstandsschaltung auch wäre, d. h. bei gleicher Spannung, gleichem Stromendwert und gleicher Selbstinduktion. Vom praktischen Gesichtspunkt aus muß man allerdings dabei im Auge behalten, daß die reine Widerstandsschaltung mit diesen Werten wegen der Funkenbildung am Schalter gar nicht auszuführen wäre, während die Röhrenschaltung eben absolut funkenloses Schalten ermöglicht.

Ueber diesen grundlegenden Vorteil hinaus ergibt sich durch die Wahl der Röhrendaten aber noch die Möglichkeit, die Einschaltkurven mehr der Trapezform anzunähern, und zwar um so stärker, je weiter man einerseits in die Sättigung geht, d. h. je kleiner R_i ist und je größer andererseits die Gitterspannung oder besser der Wert $i_1 = \frac{U_g}{DR_i}$ ist, d. h. je kleiner DR_i ist. Dies ergibt also als Bedingung an die Röhre: möglichst große Steilheit.

Beim Ausschalten wird negative Spannung an das Gitter gelegt. Ist diese Spannung gerade so groß, daß kein Reststrom mehr bleibt, so erhält man einen exponentiellen Stromabfall; geht man mit der Gitterspannung weiter ins Negative, so wird dadurch die Steilheit des Abfalles erhöht und eine der Trapezseite angenäherte Ausschaltkurve erreicht.

(Eingegangen am 13. März 1930.)

Ueber Mehrrohrschaltungen für sehr hohe Frequenzen.

Von **Alfred Dennhardt**,
Technisch-Physikalisches Institut Jena.

Inhaltsübersicht.

I. Ziel der Arbeit.
II. Eigentümlichkeiten der Schaltungen bei sehr hohen Frequenzen.
III. Ueber die Leistungsvervielfachung durch Mehrrohrschaltungen.
IV. Vorversuche.
  a) Vorliegende Experimentalergebnisse anderer Autoren.
  b) Verwendung normaler Röhren in verschiedenen Symmetrieschaltungen.
  c) Anwendung von Spezialröhren.
V. Untersuchung der Rückkopplungsbedingungen.
  a) Zurückführung der vorliegenden Symmetrieschaltung auf die zugehörige Einrohrschaltung des Langwellenbereichs.
  b) Die Rückkopplungsbedingungen bei langen Wellen.
  c) Erweiterung des Geltungsbereichs der Rückkopplungsbedingungen in das Gebiet sehr hoher Frequenzen.
  d) Aufnahme von Reißdiagrammen.
VI. Der Einfluß von Sperrkreisen.
  a) Einfluß auf Schwingbereich und Intensität.
  b) Erklärung der Wirkungsweise des Sperrkreises.
  c) Bedeutung für das Empfangsproblem.
VII. Abhängigkeit der Frequenz von den Betriebsdaten.
VIII. Vergleichende Intensitätsuntersuchungen.
IX. Modulations- und Reichweitenversuche.
X. Zusammenfassung.

I. Ziel der Arbeit.

Nachdem die Erzeugung großer Leistungen bis zu Wellenlängen von 3 m[1]) gelungen war, erwuchs die Aufgabe, bei noch höheren Frequenzen größere Leistungen herzustellen. Für den in Frage kommenden Frequenzbereich von $n = 1 \cdot 10^8$ bis $3 \cdot 10^8$ sec kam sowohl die normale Rückkopplungsschaltung als auch die Anwendung des Barkhausenschen Prinzips zur Schwingungserzeugung in Betracht. Hinsichtlich der erzielten Leistung war eine Ueberlegenheit der

Digitized by Google

Rückkopplungsschaltung bis an die Grenze der Schwingfähigkeit zu erwarten. Diese Annahme wurde bestätigt durch die Ergebnisse der Arbeit von Pistor[2]). Auch mit Vielröhrengeneratoren nach Barkhausen (Scheibe, Grechowa)[2]) konnten keine für die vorliegenden Zwecke genügenden Leistungen hergestellt werden. Infolgedessen wurden für die folgenden Untersuchungen nur normale Rückkopplungsschaltungen angewandt. Die Arbeiten von Holborn, Mesny, Kiebitz und Englund[3]) deuteten außerdem darauf hin, daß durch Zusammenschaltung derartiger Generatoren auch noch bei sehr hohen Frequenzen eine weitere Leistungssteigerung erzielt werden konnte. Darum beschränken sich die folgenden Untersuchungen auf die Anwendung von Mehrrohrschaltungen dieser Art bei sehr hohen Frequenzen. Dabei sollte nicht nur Wert darauf gelegt werden bei möglichst kurzen Wellen große Leistungen herzustellen, sondern im Hinblick auf das Empfangsproblem sollten vor allem auch die Bedingungen für die Schwingfähigkeit von Sendern im oben erwähnten Frequenzband untersucht werden.

II. Eigentümlichkeiten der Schaltungen bei sehr hohen Frequenzen.

Die Schaltungen zur Erzeugung ultrakurzer Wellen unterscheiden sich in ihrem Aufbau wesentlich von denen des Langwellenbereichs, die durch das Vorhandensein frequenzbestimmender Schwingkreise außerhalb der Röhre gekennzeichnet sind. Die Kenntnis der typischen Unterschiede ist zur Beurteilung der Verhältnisse an den Grenzen der Selbsterregbarkeit wichtig.

Im untersuchten Frequenzband sind in erster Linie die Außeninduktivitäten sehr stark reduziert. Der Grenzfall ist vorgegeben durch den nicht unterschreitbaren Wert der Selbstinduktion der Elektrodenzuführungen im Röhreninnern. Er wird erreicht, wenn die entsprechenden Herausführungen der Röhrenelektroden so kurz wie möglich verbunden werden. Um diesen Grenzwert zu unterschreiten, verwenden Kohl[4]) und Lakhovsky[5]) Spezialröhren, bei denen diese kurzen Elektrodenverbindungen ins Röhreninnere gelegt sind. Die mit derartigen Röhren hergestellten Leistungen genügen zwar für meßtechnische Zwecke, jedoch nicht für die Erzielung großer Reichweiten im Nachrichtenverkehr und für die Anwendung zu medizinischen und chemischen Zwecken.

Die Reduktion von L erfordert eine noch weitgehendere Reduktion von C, da die Schwingfähigkeit wesentlich durch den Wert des Quotienten L/C[6]) mitbedingt wird. Die definierten Kapazitäten der Außenkreise werden infolgedessen ersetzt durch die Innenkapazitäten der Röhre und die verteilten Kapazitäten der Zuleitung. Während die ersteren durch die Konstruktionsdaten der Röhre vorgegeben sind, werden die letzteren durch die Art der Schaltung bestimmt. Demnach ist die geschickte Anordnung der hochfrequenzführenden Leiter von Bedeutung. Betrachtet man die für eine Kapazität von 5 cm berechneten Widerstandswerte aus Tabelle I, so ist ersichtlich, daß schon recht erhebliche Stromstärken nötig sind, um an Röhrenkapazitäten dieser Größenordnung und bei sehr hohen Frequenzen Spannungen zu bekommen, die eine Rückkopplung ermöglichen.

Tabelle I.

λ cm	n sec^{-1}	$1/\omega C$
250	1,2 $\cdot 10^8$	240
200	1,5 $\cdot 10^8$	192
150	2,0 $\cdot 10^8$	144
100	3,0 $\cdot 10^8$	96

Auswahl möglichst kapazitätsarmer Röhren und sorgfältige Leitungsführung sind demnach Maßnahmen, die sich aus dem Voranstehenden zur Schwingungserzeugung bei sehr hohen Frequenzen ergeben.

Um geeignete Typen zu finden, wurden die Innenkapazitäten verschiedener Röhrenarten gemessen. Es wurde eine auf Grundlage des Verfahrens von Pungs und Preuner[7]) durch Weihe[7]) weitergebildete Schwebungsmethode benutzt. Die Messungen ergaben Tabelle II.

Tabelle II.

Type	C_{KA}	C_{KG}	C_{GA}
Ul 2 E [Ultra] . .	1,81 cm	2,98 cm	1,30 cm
VT 107 [Te Ka De]	1,90 cm	3,24 cm	1,21 cm
Ul 4 A [Ultra] . .	2,10 cm	4,06 cm	4,56 cm
Re 134 [Telef.] . .	2,46 cm	4,80 cm	4,35 cm

Die Größe dieser Kapazitäten wird wesentlich mitbedingt durch die Anordnung der Elektrodenträger und Durchführungen im Röhrensockel. Im Hinblick auf die zu erzeugende Leistung war neben geringer Kapazität noch möglichst hohe Emission zu fordern. Darum wurden für das 2- bis 3-m-Gebiet die Typen RE 134 (Telefunken), für höhere Frequenzen Ul 2 E, Ul 2 A (Ultra) und VT 107 (D. T. W.) ausgewählt. Die drei letzterwähnten Typen zeichneten sich durch günstige Anordnung der Elektrodendurchführungen aus und hatten sämtlich Oxydfäden.

III. Ueber die Leistungsvervielfachung durch Mehrrohrschaltungen.

Während die kürzeste Wellenlänge im wesentlichen festgelegt wird durch die im Voranstehenden erwähnten Umstände, kann die Steigerung der Leistung offenbar herbeigeführt werden durch Anwendung von Mehrrohrschaltungen. Zu diesem Zweck macht man schon im Gebiet der langen Wellen von der Parallelschaltung mehrerer Röhren Gebrauch. Sie bedeutet lediglich eine Vervielfachung der auf ein äußeres System arbeitenden Röhren. Bereits bei langen Wellen treten in dieser Schaltung Frequenzstabilitäten infolge neuer Freiheitsgrade auf. Analoge Verhältnisse sind bei sehr hohen Frequenzen anzunehmen und können hier nicht durch die bei langen Wellen angewandten Mittel beseitigt werden. Vor allem aber die Tatsache, daß durch die Parallelschaltung eine Addition der frequenzbestimmenden Röhrenkapazitäten stattfindet, läßt diese Art der Leistungssteigerung für das Gebiet ultrakurzer Wellen ungeeignet erscheinen.

Eine andere Möglichkeit der Leistungsvervielfachung ist durch die Gegentakt- oder Symmetrieschaltung gegeben. Sie ist zunächst dadurch ausgezeichnet, daß infolge des Auftretens neutraler Punkte Drosseln, welche bei hohen Frequenzen oft

Digitized by Google

labile Verhältnisse schaffen, wegfallen können. Ein Mitschwingen der Batteriezuleitungen ist nur unter besonders ungünstigen Umständen möglich. Die Röhrenkapazitäten sind bei dieser Anordnung hintereinandergeschaltet. Der wesentlichste frequenzbestimmte Bestandteil ist also weitgehender reduzierbar als bei der Parallelschaltung. Daraus muß eine Ueberlegenheit im Gebiet sehr hoher Frequenzen resultieren, welche die symmetrische Anordnung als die für ultrahohe Frequenzen am meisten geeignete Form der Mehrrohrschaltung herausstellt. Die folgenden Untersuchungen beschränken sich infolgedessen auf Symmetrieschaltungen.

IV. Vorversuche.

a) Vorliegende Experimentalergebnisse anderer Autoren.

Ueber die Verwendung von Symmetrieschaltungen zur Erzeugung sehr hoher Frequenzen lagen eine Reihe experimenteller Arbeiten verschiedener Autoren vor. Erstmalig angewandt ist die gegenphasige

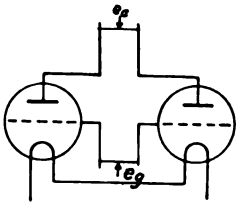


Bild 1.
Gegentaktsender nach Holborn.

Anordnung zweier Röhren von Eccles[8]). Stark modifiziert wurde sie von Holborn[3]) bei sehr hohen Frequenzen benutzt (Bild 1). Mit RS V-Röhren gelang es, in dieser Schaltung Wellenlängen bis 2,4 m herzustellen. Die anschließenden Untersuchungen von Kiebitz[3]) klärten erstmalig die Unterschiede

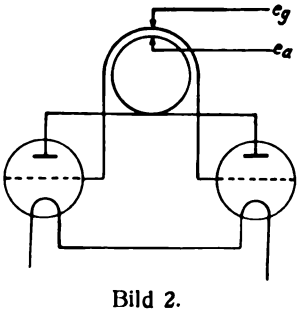


Bild 2.
Gegentaktsender nach Mesny.

zwischen Parallel- und Gegentakt bei diesen Schaltungen und stellten durch Nachweis von Frequenzinstabilitäten die Möglichkeit des Uebersprungens von einer zur anderen der erwähnten Schwingungsarten fest. In dem untersuchten Frequenzbereich zwischen 3 und 1 m traten derartige Frequenzänderungen nicht auf. Sie sind anscheinend an das Vorhandensein definierter Außenkreise gebunden und treten besonders leicht ein, wenn die Zuführung der Spannungen nicht genau in neutralen Punkten erfolgt. Einen wesentlichen Fortschritt erzielte Mesny[3]) durch Verwendung von Spezialröhren und Anwendung induktiver Kopplung zwischen Gitter- und Anodenkreis (Bild 2). Damit konnten allerdings nur bei starker Beanspruchung der Röhren und instabilem Arbeiten des Senders Wellenlängen von 1.1 m hergestellt werden. Das gleiche Ergebnis erzielten Goutton und Pierret[9]) bei gleichsinniger Anordnung der Außenkreise. Mit $\lambda = 1{,}05$ m erreichte dann Englund[3]) die kürzeste durch Symmetrieschaltungen hergestellte Wellenlänge. Bei diesen Versuchen mußte allerdings schon eine zwei Systeme enthaltende Spezialröhre verwendet werden.

b) Verwendung normaler Röhren in verschiedenen Symmetrieschaltungen.

Um die brauchbarste Schaltung zu finden, wurden auf Grund der vorliegenden Ergebnisse eine Reihe

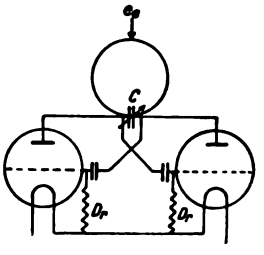


Bild 3.
Gegentaktsender mit variablem Anodenkreis.

von Vorversuchen gemacht. Dazu wurden die anfangs ausgewählten normalen Röhrentypen benutzt. Die zuerst verwandte Schaltung zeigt Bild 3. Sie ist durch einen definierten Außenkreis mit variablem

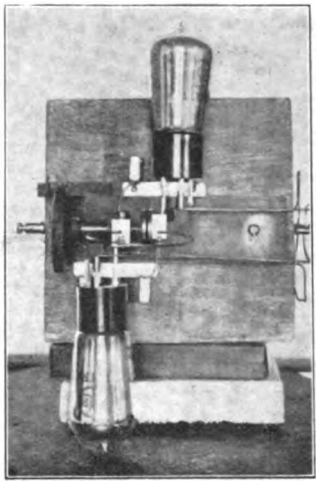


Bild 4.
Praktische Ausführung eines Gegentaktsenders nach Bild 3.

Kondensator, dessen Platten als Röhrenträger ausgebildet sind, gekennzeichnet (Bild 4). Trotz dieser gedrängten Konstruktion lag das Wellenlängenminimum nicht sehr tief. In Bild 5 ist die Abhängigkeit der Wellenlänge von der Einstellung des Drehkondensators bei zwei Röhrentypen gezeigt. Die Verlagerung der Kurven bei Aenderung der Röhrenart läßt erkennen, daß bei diesen Frequenzen die Innenkapazitäten der Röhre die Abstimmung des Außenkreises viel stärker als bei längeren Wellen beeinflussen.

Digitized by Google

Ziemliche Schwierigkeiten verursachte bei dieser Schaltung die Drosselung. Da eine Theorie der Drosselwirkung nicht besteht, mußte das Experiment entscheiden. Als günstigster Fall wurde gefunden,

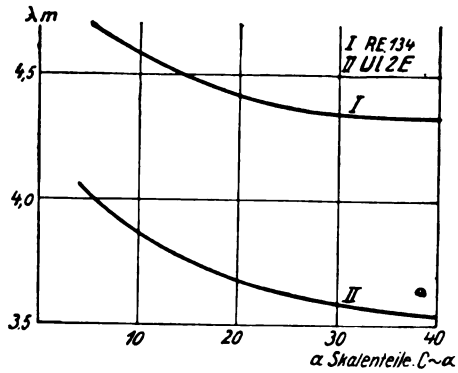


Bild 5.
Abhängigkeit der Wellenlänge von der Abstimmung des Anodenkreises bei verschiedenen Röhrentypen.

daß die Eigenwelle der Drossel nur wenig unter der kürzesten im Sender erzeugten Welle liegen soll. Unnötige Erhöhung der Windungszahl führte durch Vergrößerung der Erdkapazität, die proportional der Drossellänge ist, zur Heraufsetzung der Wellenlänge, wie Tabelle III zeigt, deren Gültigkeit natürlich auf vorliegende Schaltung beschränkt ist.

Tabelle III.

n	0	5	11	30 Windungen
λ	483	499	512	530 cm

Um höhere Frequenzen zu erhalten, wurde zur Schaltung von Mesny[3]) übergegangen (Bild 2).

Tabelle IV.

d_a	d_g	Ul 2 E [Ultra]	VT 107 [Te Ka De]	RE 134 [Telef.]	RE 144 [Telef.]	LU 406 [Lorenz]
10 cm	10 cm	260 cm	259 cm	400 cm	260 cm	265 cm
6,5 cm	6,5 cm	198 cm	190 cm	268 cm	200 cm	—
3,5 cm	3,5 cm	154 cm	148 cm	—	—	—

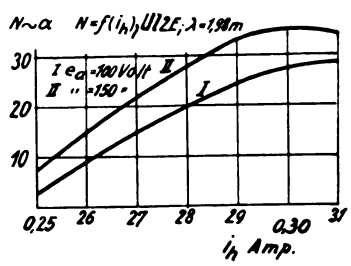


Bild 6.
Abhängigkeit der Leistung von der Heizstromstärke.

Tabelle IV zeigt die mit verschiedenen Röhrentypen bei Aenderung des Durchmessers der Außenkreise erreichten Wellenlängen. In Uebereinstimmung mit den Kapazitätsmessungen in Tabelle II ergibt sich, daß für Wellenlängen unter 3 m nur die bereits erwähnten Typen in Frage kommen. Als Minimum wurde mit *VT* 107 $\lambda = 1{,}46$ m erreicht. Die Abhängigkeit der Leistung von der Heizstromstärke (Bild 6) und der Anodenspannung (Bild 7) entspricht den Verhältnissen im Langwellenbereich. Als relatives Maß der Leistung wurde dabei der Galvanometerausschlag eines nach Bild 8 in einem aperiodischen Kreis ange-

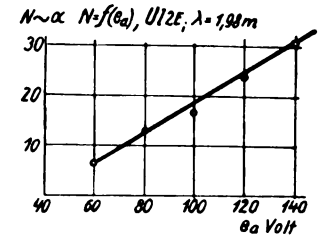


Bild 7.
Abhängigkeit der Leistung von der Anodenspannung.

ordneten Drehspulinstruments benutzt. Auf die Berechtigung dieser Maßnahme wird später eingegangen.

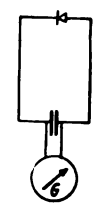


Bild 8.
Aperiodischer Kreis für sehr hohe Frequenzen.

Durch Aenderung der Koppelung läßt sich die Leistung in weiten Grenzen ändern (Bild 9). Dabei steigt mit wachsender Koppelung Leistung und Wellenlänge. Geht man zur Schaltung von Goutton

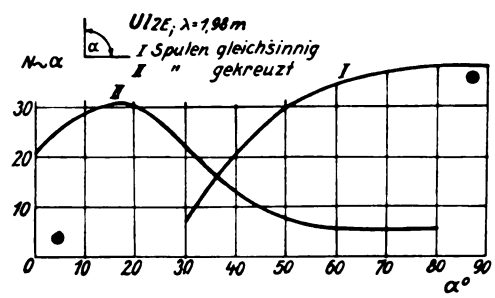


Bild 9.
Abhängigkeit der Leistung von der Kopplung zwischen Gitter- und Anoden-Kreis.

und Pierret mit gleichsinnigen Kreisen über, so kehren sich die Verhältnisse um. Leistungs- und Wellenlängenmaximum liegen jetzt bei stärkster Entkopplung. Diese Zusammenhänge deuten bei Mesny auf Aehnlichkeit mit dem Verhalten einer induktiven Rückkopplungsschaltung, bei Goutton mit einer Huth-Kühn schaltung hin. Die Gouttonsche Anordnung kann durch Verwendung geradliniger Verbindungen an Stelle der Kreise zur Holborn-schaltung umgestaltet und schließlich auf den Grenzfall (Bild 10) reduziert werden. Mit $\lambda = 1{,}34$ m wurde so das äußerste Wellenlängenminimum für normale Röhren in symmetrischer Anordnung erreicht. Verwendet wurde die Type *Ul 2 E*. Bedingt ist diese Frequenzerhöhung durch die infolge des freieren Aufbaues der Röhren günstigeren Verhältnisse hinsichtlich der verteilten Kapazitäten.

Digitized by Google

Die Ergebnisse der Vorversuche zusammenfassend kann gesagt werden, daß von den symmetrischen Formen die Holbornschaltung mit ihrem Grenzfall (Bild 10) sowohl hinsichtlich der erzielten

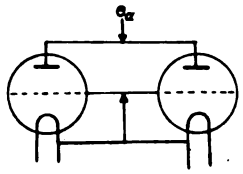


Bild 10.
Reduzierte Form eines Holbornsenders.

Leistung als auch des Frequenzmaximums sich besonders zur Erzeugung sehr kurzer Wellen eignet. Sie wird infolgedessen für die folgenden Untersuchungen beibehalten.

c) Anwendung von Spezialröhren.

Um eine weitere Erhöhung der Frequenz herbeizuführen, mußten Spezialrohre angewandt werden. Für diese Zwecke schien die Type *TMC* der Compagnie des Lampes besonders geeignet zu sein. Durch entsprechende Konstruktion sind die Innenkapazitäten besonders klein gehalten. Gemessen wurden folgende Werte: $C_{ga} = 2{,}06$ cm, $C_{gk} = 0{,}38$ cm, $C_{ka} = 1{,}7$ cm. Diese Werte liegen zum Teil beträchtlich unter denen der Tabelle für normale Empfängerröhren. Demgemäß hat sich diese Type sowohl im Gegentakt (Mesny $\lambda = 1{,}1$ m) als auch in der Einrohrschaltung (Bergmann $\lambda = 0{,}82$ m) bewährt. Versuche mit einer Einrohrschaltung nach Bild 11 ergaben einen

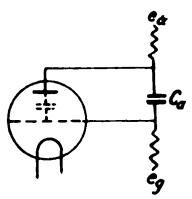


Bild 11.
Einrohrschaltung nach Bergmann.

nahezu linearen Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Länge des Gitter-Anodesystems. Die untere Schwinggrenze war bei normalen Betriebsdaten $\lambda = 1{,}2$ m. Durch Ueberbeanspruchung der Röhren und Herabsetzung der Eigenfrequenz des schwingenden Außensystems konnte die Wellenlänge erheblich herabgesetzt werden. Die Aenderung wurde durch Verkleinern der Außenkapazität herbeigeführt. $C_a = 26$ cm war der kleinste Wert, bei dem noch Schwingungen vorhanden waren. Die Außenkapazität hatte dann noch den 13fachen Wert von C_{ga}. Bei der Verwendung der Spezialröhren in symmetrischer Anordnung war zu erwarten, daß die Schwingfähigkeit auch noch für $C_{ga} = C_a$ vorhanden war, da C_a für diesen Fall durch die Innenkapazität des zweiten Rohres ersetzt wird. Die erwartete Herabsetzung der kürzesten herstellbaren Wellenlänge trat nicht ein. Darum wurden zunächst die Rückkopplungsbedingungen untersucht. Möglicherweise konnte dann durch Erkennung und Beseitigung rückkopplungshemmender Momente eine wesentliche Herabsetzung des Wellenlängenminimums herbeigeführt werden. Außerdem war die genaue Kenntnis der die Schwingfähigkeit bestimmenden Größen wichtig für die Umgestaltung der Anordnung zum Empfänger.

V. Untersuchung der Rückkopplungsbedingungen.

a) Zurückführung der vorliegenden Symmetrieschaltung auf die zugehörige Einrohrschaltung des Langwellenbereichs.

Zur Untersuchung der Rückkopplungsbedingungen soll die vorliegende Anordnung auf eine bekannte Form des Langwellenbereichs zurückgeführt werden. Die dort geltenden Bedingungen sind dann sinngemäß im Gebiet sehr hoher Frequenzen nachzuweisen.

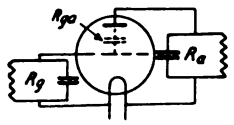


Bild 12.
Huth-Kühnsender für lange Wellen.

Schon die Vorversuche über den Einfluß der Kopplung der Außenkreise auf die Leistung ließen vermuten, daß die vorliegende Anordnung der Huth-Kühnschaltung des Langwellenbereichs entspricht.

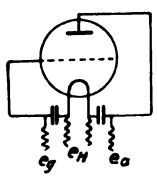


Bild 13.
Huth-Kühnsender für sehr kurze Wellen.

Diese ist ein Sonderfall der Spannungsteilerschaltung, der dadurch gekennzeichnet ist, daß ein Widerstand des Spannungsteilers durch die Innenkapazität Gitter-Anode ersetzt wird, während die anderen durch Sperrkreise gebildet werden (Bild 12). Sie wird in-

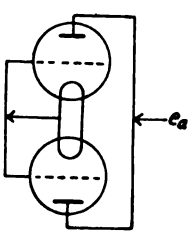


Bild 14.
Symmetrieform eines Huth-Kühnsenders für sehr kurze Wellen.

folgedessen auch als Sender mit innerer Rückkopplung bezeichnet. Zur Bestätigung der obigen Annahme soll aus dieser Schaltung die symmetrische Kurzwellenform abgeleitet werden. Man erhält zunächst die reduzierte Form der Einrohrschaltung für sehr hohe Frequenzen, wenn man die Kondensatoren der Außenkreise ersetzt durch die Röhren- und Erdkapazitäten der Schaltung. Die Berechtigung dieser Maßnahme ist exakt von Pfitzner[11]) nachgewiesen worden. Der Huth-Kühnschaltung entspricht dann Bild 13. Durch Spiegelung und nachfolgende elektrische Vereinigung der Bilder gelangt man dann zur entsprechenden Symmetrieform (Bild 14). Wie er-

Digitized by Google

wartet, entspricht sie der Schaltung der Vorversuche, die damit als symmetrierter Sender mit innerer Rückkopplung gekennzeichnet ist. Demnach sind im folgenden die bei langen Wellen bereits bekannten Rückkopplungsbedingungen der Huth-Kühnschaltung auf die Kurzwellenform zu übertragen. Werden analoge Gesetzmäßigkeiten erhalten, so ist damit nicht nur der Geltungsbereich der normalen Rückkopplungsbedingungen bis in das Gebiet sehr hoher Frequenzen erweitert, sondern es ist gleichzeitig gezeigt, daß die Symmetrieform, von der erzielten Leistung abgesehen, in ihrem Verhalten auch noch bei sehr kurzen Wellenlängen der Einrohrschaltung entspricht.

b) Die Rückkopplungsbedingungen bei langen Wellen.

Im Langwellenbereich sind Sender mit innerer Rückkopplung theoretisch und experimentell untersucht von Barkhausen, Rukop, Alberti-Zickner[12]), Herzog u. a. Wendet man unter Zugrundelegung der Bezeichnung von Bild 12 die beiden für den Rückkopplungsfaktor gegebenen Formulierungen von Barkhausen[12]) an,

$$\mathfrak{R} = \frac{R_g}{R_g + R_{ga}} = D + \frac{1}{S \cdot R_k}$$

wobei $R_k = R_a \| R_g + R_{ga}$ ist, so ergibt sich für den vorliegenden Fall aus der ersten Formulierung, daß R_g induktiv sein muß. Diese Forderung wird nach der anderen Darstellung von $\mathfrak{R}$ auf ein induktives R_a erweitert. Da R_g und R_a Sperrkreise sind, ergibt sich als grundlegende Beziehung für die Schwingfähigkeit aus dem obigen $\lambda_s > \lambda_g$ und λ_a[13]) Dabei ist λ_s die Resonanzwelle des Senders, während λ_a und λ_g die Eigenwellen der entsprechenden Sperrkreise sind. Eine exakte Festlegung über die Existenz einer definierten Größenbeziehung zwischen R_g und R_a, welche die Rückkopplungsbedingungen weiter einschränken könnte, kann auf Grund des Vorangehenden nicht gemacht werden. Diese Frage kann nur durch eine strenge Lösung des vorliegenden Problems beantwortet werden. Sie ist von Rukop[12]) durchgeführt worden und ergibt, daß bei geeigneter Wahl der Kreis- und Rückkonstanten die Schwingfähigkeit nicht durch Bedingungen wie $\lambda_g \lessgtr \lambda_a$ eingeschränkt werden kann.

Eine weitgehende Bestätigung der vorerwähnten Theorien brachten die Versuche von Alberti und Zickner[12]). Wie zu erwarten ist, beschränkt sich das Gebiet hinreichender Leistung, auf das es beim Sender ankommt, auf genügend große Werte von R_a. Das ist erfüllt, wenn die längere Eigenwelle des Systems in der Nähe der Resonanzfrequenz von R_a liegt. Da R_a wesentlich bedingt wird durch den Wert von L_a/C_a, ergeben bei Konstanthaltung der Daten des Gitterkreises größere Werte dieses Quotienten einen erweiterten Schwingbereich. Ganz anders verhält sich der Gitterkreis. Sein Einfluß auf die Wellenlänge ist nur gering. Dagegen wird durch die Dimensionierung dieses Kreises, d. h. durch die Größe von L_g/C_g der Schwingbereich des Senders fast ausschließlich festgelegt. Für kleine Werte dieses Quotienten beschränkt sich die Schwingfähigkeit auf Frequenzen in der Nähe der Resonanzstelle des Gitterkreises.

c) Erweiterung des Geltungsbereichs der Rückkopplungsbedingungen in das Gebiet sehr hoher Frequenzen.

Wenn die normalen Rückkopplungsbedingungen noch bei sehr hohen Frequenzen gelten sollen, so müssen für die untersuchte Kurzwellenschaltung die im Vorangehenden als notwendig hingestellten Gesetzmäßigkeiten nachgewiesen werden. Eine unabhängige Aenderung von L_a und L_g und damit von

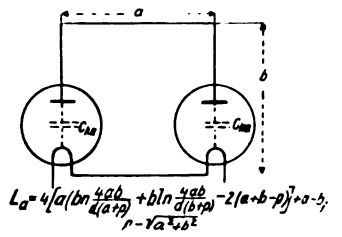


Bild 15.
Schematische Darstellung des Anodenkreises.

λ_a und λ_g war bei der vorliegenden Anordnung durch Verschieben von Kupferbügeln leicht durchzuführen. Zur Berechnung von L_a und L_g wurde eine Reihe vereinfachter Annahmen gemacht. Bild 15 zeigt schematisch die für die Selbstinduktion L_a des Anodenkreises maßgebenden Bestimmungsstücke. Danach werden die Zuleitungen zu den Röhrenelektroden mit in die Längsseiten des den Anodenkreis bildenden Rechtecks einbezogen. Ebenso gehen die Heizstromzuführungen teilweise in die untere Seite des Rechtecks ein. Analoges gilt für den Gitterkreis. Die Kapazitäten wurden, wie eingangs erwähnt, nach der Schwebungsmethode bei kalter Elektrode gemessen. Damit sind alle wesentlichen Schaltelemente bestimmt. Da sich die Untersuchungen auf das äußerste Gebiet der Schwingfähigkeit, nämlich auf Frequenzen von $3 \cdot 10^8$ bis $1 \cdot 10^8$ sec erstrecken, war zu erwarten, daß sie charakterisiert sind durch anormale Werte von L/C. Für die vorliegende Schaltung liegen die Werte dieses Quotienten in der Größenordnung der

Tabelle V.

	Gitterkreis		Anodenkreis	
min.	$1{,}55 \cdot 10^3$		$3{,}65 \cdot 10^2$	L/C
max.	$2{,}4 \cdot 10^3$		$6{,}5 \cdot 10^2$	L/C

Tabelle V. Das ist jedoch dieselbe Größenordnung, wie sie bei den Versuchen von Alberti und Zickner vorliegt. Bedingt ist diese Tatsache durch die anomal niedrigen Werte der Innenkapazitäten. Das einzige unterscheidende Merkmal gegenüber den Albertischen Versuchen ist, solange man sich auf Wellenlängen von 1—2 m beschränkt, daß der Fall $\lambda_a = \lambda_g$ nicht verifizierbar ist. Der Grund ist in dem besonders niedrigen Wert von C_{gk} ($C_{gk} = 0{,}38$ cm) zu suchen, der frequenzbestimmend in den Gitterkreis eingeht.

Bei konstanten Gitterkreisdaten wurde zunächst die in einem aperiodischen Kreis aufgenommene Leistung als Funktion der Wellenlänge des Anodenkreises gemessen. Als Indikator diente dabei ein empfindliches Thermokreuz. Dementsprechend erfolgte

Digitized by Google

die Aenderung des Ausschlags im angeschlossenen Galvanometer proportional dem Quadrat des Stromes und konnte direkt als relatives Maß der Leistung benutzt werden. Mit λ_g oder entsprechend L_g/C_g als Parameter entsteht dann die Kurvenschar von Bild 16.

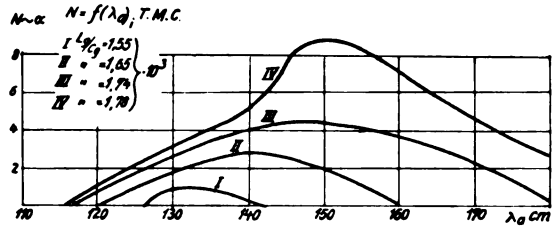


Bild 16.

Abhängigkeit der Leistung von der Wellenlänge des Anodenkreises.

In Uebereinstimmung mit den Untersuchungen von Alberti ergibt sich mit zunehmenden Quotienten L_g/C_g eine Verbreiterung des Schwingbereichs nach längeren Wellen. Minimalwerte von L_g/C_g ergeben bei längeren Wellen spitze Leistungskurven in Nähe der Eigenschwingung des Gitterkreises[14]). Die entsprechenden Kurven des Kurzwellenbereichs zeigen dagegen einen sehr flachen Verlauf. Dieser Unterschied läßt sich dadurch erklären, daß selbst im Grenzfalle die Bedingung $L_g/C_g < L_a/C_a$ nicht erfüllt werden kann. Im Hinblick auf den anomal niedrigen Wert von C_{gk} im Gitterkreis und den infolge der inneren Elektrodenzuleitungen nicht unterschreitbaren Minimalwert von L_a, ist diese Tatsache verständlich. L_g/C_g ist bei den benutzten Frequenzen im Gegenteil immer eine Zehnerpotenz größer als L_a/C_a.

Die Betrachtung einer Einzelkurve der Schar Bild 17 läßt an Hand der eingezeichneten Aenderung von i_g mit λ^a erkennen, daß im Maximum der Lei-

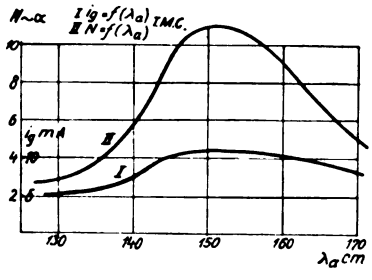


Bild 17.

Leistung und Gitterstrom als Funktion der Wellenlänge des Anodenkreises.

stungskurve die Grenze zwischen über- und unterspanntem Betrieb liegt. Vor dem Maximum ist L_a/C_a und damit R_a zu klein. Der Betrieb ist unterspannt und die Leistungskurve sinkt sehr schnell ab. Dieser Abfall geht im vorliegenden Falle umso rascher vonstatten, da mit sinkendem λ_a und damit R_a der Rückkopplungsfaktor $\mathfrak{R}$ nicht durch Näherung der Eigenfrequenz des Senders an die Resonanzfrequenz des Gitterkreises erhöht werden kann. Die Lage der Reißstelle im unterspannten Gebiet wird also für die vorliegende Schaltung mit *TMC*-Röhren lediglich bestimmt durch Aenderung von L_a/C_a. Mit größeren Werten von L_a/C_a wächst R_a und damit die Leistung des Senders. Im Maximum der Kurve wird die Grenze zum überspannten Betrieb überschritten. Der Verlauf dieser Kurve ähnelt der von Pfitzner[15]) für eine Einrohrschaltung dieser Art bei einer Wellenlänge von 3 m erhaltenen. Durch das Vorangehende wäre demnach eine Erweiterung dieser Betrachtungen auf Symmetrieschaltungen und wesentlich höhere Frequenzen erfolgt. Außerdem liegt damit der experimentelle Beweis vor, daß wie bei langen Wellen die Rückkopplungsbedingungen der Einrohrschaltung auf die Symmetrieform übertragen werden können.

Die nach Bild 18 festgelegte Abhängigkeit der Senderwelle von der des Anodenkreises zeigt, daß die Resonanzwelle des Senders immer in der Nähe von λ_a liegt. Variation von λ_a ändert die Frequenz des Senders, während die Aenderung von λ_g nur von

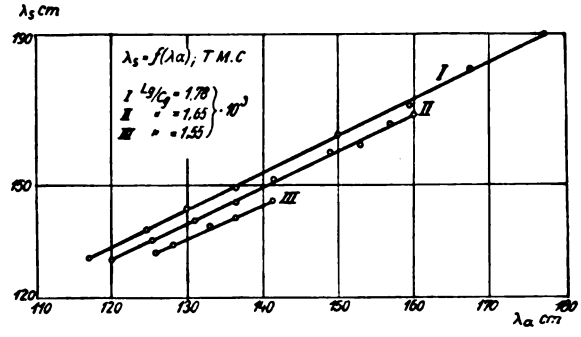


Bild 18.

Abhängigkeit der Eigenwelle des Senders von der des Anodenkreises.

geringem Einfluß auf die Frequenz ist. Die Untersuchungen ergeben demnach eine vollkommene Analogie mit den im Langwellenbereich geltenden Gesetzmäßigkeiten.

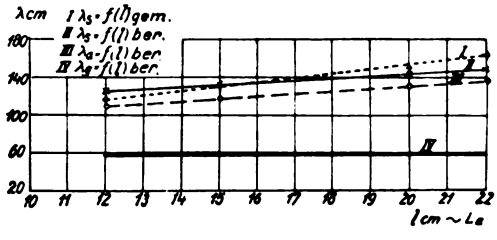


Bild 19.

Wellenlänge des Senders und des Anoden- und Gitterkreises als Funktion von La.

Diese Analogie wird gestützt durch den Nachweis, daß die von Barkhausen für Sender mit innerer Rückkopplung festgelegte Beziehung $\lambda_s > \lambda_a$ und λ_g gilt. Zu diesem Zwecke wurden die Eigenwellen von Gitter- und Anodenkreis unter Zugrundelegung der gemessenen Kapazitäts- und berechneten Selbstinduktionswerte verglichen mit der Eigenwelle des Sender. Zur Berechnung der Senderwelle wurde die Gleichung

$$\omega^2 = \frac{1}{2 L_1 L_2 C_{123}} (L_1 C_3 + L_2 C_2 + L_1 C_1 + L_2 C_3) \pm \sqrt{L_1 C_3 + L_2 C_2 + L_1 C_1 + L_2 C_3)^2 - 4 L_1 L_2 C_{123}}$$

für ein System aus zwei teils kapazitiv teil induktiv gekoppelten Kreisen, wie es bei der Huth-Kühnschaltung vorliegt, benutzt. Bild 19 zeigt dann, daß die obige Bedingung erfüllt ist. Die Abweichung der

Digitized by Google

gemessenen Wellenlängen von den berechneten sind durch die vereinfachten Annahmen der Rechnung und die Aenderung der bei kalten Elektroden gemessenen Kapazitätswerte mit den Betriebsverhältnissen zu erklären. Also kann allgemein gesagt werden, daß die normalen Rückkopplungsbedingungen noch bei sehr hohen Frequenzen gelten, und daß die Zurückführung der entsprechenden reduzierten Schaltformen auf solche des Langwellenbereichs berechtigt ist.

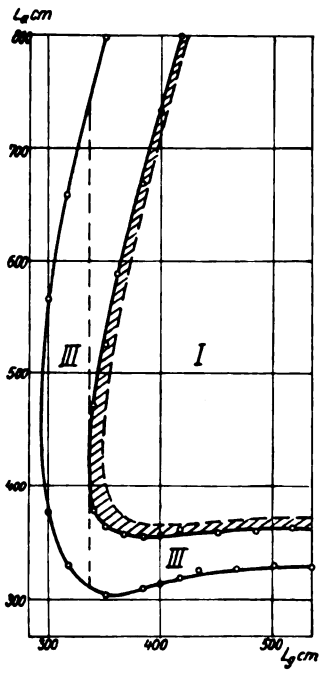


Bild 20.
Schwingungsbereiche eines Symmetriesenders für sehr kurze Wellen.

d) Aufnahme von Reißdiagrammen.

Einen Ueberblick über den Schwingbereich kann man durch Aufnahme von Reißdiagrammen erhalten. Auch im vorliegenden Falle sind derartige Kurven bei Anwendung geeigneter Parameter zu verifizieren. Man erhält ein derartiges Diagramm aus der Kurvenschar Bild 16, wenn man L_a an Stelle von λ_a als abhängige Variable benutzt und als Abszisse die durch

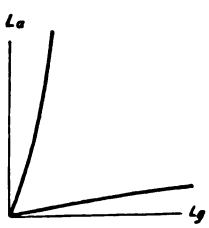


Bild 21.
Reißdiagramm nach Pfitzner.

den Parameter L_g/C_g festgelegten Werte von L_g einführt. Dann ergibt sich nach Bild 20 ein Ueberblick über die Größe des Schwingbereichs. Theoretische Erwägungen führten Pfitzner[16]) zu analogen Diagrammen (Bild 21). Die die kürzesten Frequenzen enthaltende Spitze des theoretischen Diagramms konnte infolge der nicht unterschreitbaren Größe der inneren Zuleitungsinduktion nicht verifiziert werden.

VI. Der Einfluß von Sperrkreisen.

a) Einfluß auf Schwingbereich und Intensität.

Von sehr großer Bedeutung für die Schwingfähigkeit des Senders, namentlich in den durch das Reißdiagramm festgelegten Grenzgebieten, erwies sich eine geeignete Drosselung der Heizung. Sie wurde

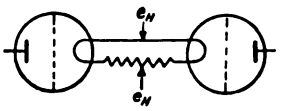


Bild 22.
Drosselung der Heizstromzuführung durch eine Selbstinduktion.

zuerst nach Bild 22 durchgeführt. Dabei stellte sich heraus, daß die Drosselung am günstigsten wirkte, wenn ihre Eigenwelle mit der des Senders übereinstimmte. Infolgedessen wurde die Drossel durch einen abgestimmten Kreis ersetzt (Bild 23). Durch diese

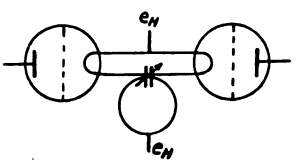


Bild 23.
Drosselung der Heizstromzuführung durch einen Sperrkreis.

Maßnahme konnte der Schwingbereich des Senders sowohl nach längeren als auch nach kürzeren Wellen beträchtlich erweitert werden. Definiert man die Größe der Schwingfähigkeit nach dem Reißdiagramm als umgekehrt proportional der von dem Achsenkreuz und der Reißkurve eingeschlossenen Fläche, so muß die Erweiterung des Schwingbereichs sich in einer Verkleinerung dieser Fläche zeigen. Der experimentelle Befund Bild 20 bestätigt diese Erwartungen. Das Wellenlängenminimum konnte infolgedessen durch Einführung des Sperrkreises auf 80 cm herabgesetzt werden gegen 120 cm ohne diesen.

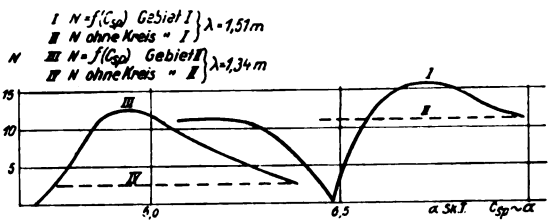


Bild 24.
Abhängigkeit der Leistung von der Abstimmung des Sperrkreises.

In Abhängigkeit von der Lage im Reißdiagramm, d. h. von dem Verhältnis L_a/L_g zeigten sich charakteristische Unterschiede in der Wirksamkeit des Sperrkreises. Demgemäß wurde das Reißdiagramm in drei Gebiete unterteilt. Im nicht schraffierten inneren Teil (in Bild 20 mit I bezeichnet) ist der Sperrkreis ohne großen Einfluß und bedingt nicht die Schwingfähigkeit. In Abhängigkeit von der Eigenfrequenz des Sperrkreises ändert sich die Leistung des Senders hier nach Bild 24 (Kurve I und II). In unmittelbarer Nähe der Gleichstimmigkeit von Sender und Drosselkreis tritt ein Minimum auf, dem ein schwaches Energiemaximum folgt. Nach Durchschreiten des Maximums nähert sich die Energie asymptotisch dem ohne Drossel erreichbaren Werte. Demgemäß bringt

Digitized by Google

die Einführung des Sperrkreises im Gebiet I keine Vorteile.

Dann folgt ein einfach schraffiertes Gebiet (in Bild 20 mit II bezeichnet). Seine Grenzen sind nicht genau festzulegen. Der Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von der Drosselwelle erfolgt nach Bild 24 (Kurve III und IV). Schwingungen sind auch noch hier ohne Sperrkreis vorhanden. Das Leistungsmaximum ist jedoch in Abhängigkeit von der Lage zum stabilen Gebiet bedeutend ausgeprägter. Dementsprechend tritt also durch Einfügen des Sperr-

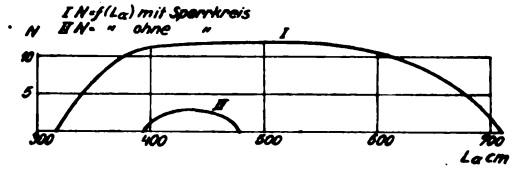


Bild 25.
Verbreiterung des Schwingbereiches durch den Sperrkreis.

kreises eine mehr oder weniger große Leistungssteigerung ein. Besonders klar kommt diese Wirkung in einem Schnitt durch die Spitze des Reißdiagramms (in Bild 20 punktiert angedeutet), der ganz im schraffierten Gebiet II verläuft, zum Ausdruck. (Bild 25.)

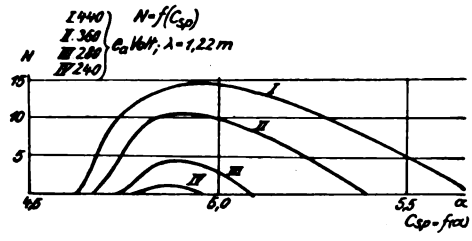


Bild 26.
Leistung als Funktion der Sperrkreisabstimmung bei verschiedenen Anodenspannungen.

Nach außen folgt dann das Gebiet (in Bild 20 mit III bezeichnet), in welchem ohne Sperrkreis keine Schwingungen mehr vorhanden sind. Der funktionale Zusammenhang zwischen Sperrkreisabstimmung und Sendeleistung wird hier gegeben durch Bild 26. Da dieser Teil des Diagramms die kürzesten Frequenzen enthält und ohne Sperrkreis nicht zu verifizieren ist, zeigt sich die Bedeutung des Drosselkreises hier am klarsten.

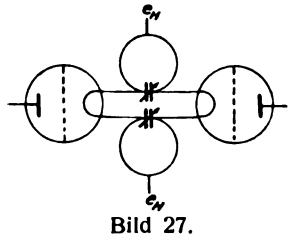


Bild 27.
Zweifache Drosselung der Heizstromzuführungen.

Durch Versuche wurde weiterhin festgestellt, daß durch Anwendung induktiver Kopplung zwischen Sperrkreis und Anoden- oder Gitterkreis keine erhebliche Energiezunahme herbeizuführen ist. Eine zweifache Drosselung nach Bild 27 bringt die Gleichstimmigkeit der Drosselkreise den Sender zum Aussetzen. Die Anordnung der Kreise zueinander ist dabei ohne Einfluß. Von größerer Wichtigkeit namentlich hinsichtlich einer eventuellen Umgestaltung zum Empfänger ist die Tatsache, daß die Frequenz des Senders von der Abstimmung des Sperrkreises unabhängig ist. (Bild 28.)

Zusammenfassend kann demnach gesagt werden, daß durch den Sperrkreis eine erhebliche Verbreiterung des Schwingbereichs nach kürzeren Wellen und eine Verbesserung der Intensitätsverhältnisse im Bereich sehr hoher Frequenzen erreicht werden kann.

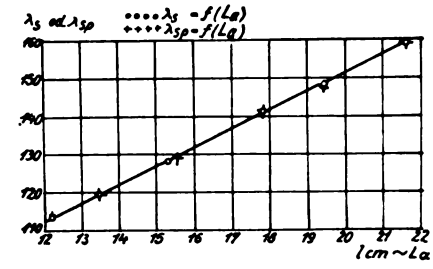


Bild 28.
Eigenwelle des Senders und des Sperrkreises bei verschiedenen La

b) Erklärung der Wirkungsweise des Sperrkreises.

Einige Schwierigkeiten machte die Erklärung der Wirkungsweise. Sie kann entweder auf Beeinflussung der Phasenverhältnisse am Sender oder Beseitigung dämpfender Schaltelemente urückgeführt werden. Die erste Erklärungsweise wird dadurch gestützt, daß die Einfügung des Sperrkreises gerade an den Grenzen der Schwingfähigkeit den größten Einfluß hat. Diese Gebiete sind durch ungünstige Phasenverhältnisse, die durch entsprechende Werte der komplexen Widerstände der Schaltung bedingt sind, gekennzeichnet. Demnach kann vermutet werden, daß durch die mit der Abstimmung veränderlichen Phasenverhältnisse des Sperrkreises eine entsprechende Verbesserung eintritt.

Einfacher ist die Wirksamkeit durch die zweite Annahme zu erklären. Das dämpfende Schaltelement

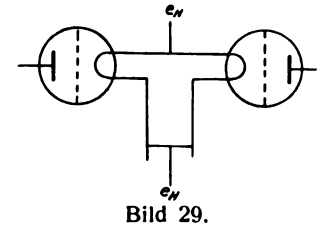


Bild 29.
Abstimmung der Heizstromzuführung durch ein Lechersystem.

ist die durch die Heizstromzuführungen und Heizfäden gebildete Leiterschleife. Da sie als untere Seite in die L_a und L_g bildenden Rechtecke eingeht, also gewissermaßen galvanisch gekoppelt ist, mmß sie besonders störend wirken. Infolge des Widerstands der Heizflächen kann diese Schleife als aperiodischer Kreis, der bei allen Frequenzen gleichmäßig dämpfend wirkt, aufgefaßt werden. Die durch Energieabsorption störende Wirkung muß sich natürlich an den Grenzen der Schwingfähigkeit besonders stark bemerkbar machen. Die Wirksamkeit des Sperrkreises ist dann in einfachster Weise durch einseitige Drosselung des dämpfenden Gebildes zu erklären. Gestützt wird diese Erklärung durch die Tatsache, daß Senderwelle und Eigenwelle des Drosselkreises immer übereinstimmen im Leistungsmaximum, was

Digitized by Google

bei einer Beeinflussung der Phasenbeziehungen durch den Sperrkreis nicht zu erwarten ist oder zumindest nicht der Fall zu sein braucht. Uebrigens ließ sich der Drosselkreis ersetzen durch ein einseitige Ausbildung der Heizung als Lecher-System. (Bild 29.)

c) Bedeutung für das Empfangsproblem.

Namentlich bei den kürzesten Wellen ist durch den Sperrkreis eine bequeme Regelung des Schwingeinsatzes möglich. Das ist von Bedeutung für eine eventuelle Umgestaltung des Senders zum Empfänger. Der Weg zur Konstruktion eines Empfängers für sehr hohe Frequenzen geht gewöhnlich vom Sender aus, der durch Einfügen typischer Schaltelemente umgestaltet wird. Empfangsseitig ist dabei außer der Schwingfähigkeit für die zu empfangenden Frequenzen noch die möglichst weiche Regelung des Schwingeinsatzes von Bedeutung. Sie ist durch den Sperrkreis in einfachster Weise ermöglicht. Es wurde das Einsetzen des Senders in Abhängigkeit von der Abstimmung des Sperrkreises bei verschiedenen Anodenspannungen untersucht. (Bild 26.)

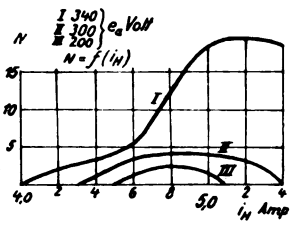


Bild 30.

Abhängigkeit der Leistung vom Heizstrom bei verschiedenen Anodenspannungen.

Wie zu erwarten war, zeigte sich bei niederen Anodenspannungen ein weicherer Schwingeinsatz. Analoges Verhalten trat bei niederen Werten der Heizstromstärke ein. Die Leistung des Senders war dann sehr klein. Diese Tatsache ist jedoch bei Umgestaltung der Anordnung zum Empfänger ohne Bedeutung. Uebrigens konnte das Einsetzen des Senders auch vollkommen unabhängig vom Sperrkreis nur durch Aenderung des Heizstromes herbeigeführt werden. Bei niederen Anodenspannungen ist auch dann Bild 30 ein weiches Herangehen an die Schwinggrenze möglich. Da jede Heizstromänderung jedoch frequenzändernd wirkt, ist die frequenzunabhängige Regelung durch den Sperrkreis vorzuziehen.

VII. Abhängigkeit der Frequenz von den Betriebsdaten.

Sowohl für die meßtechnische Anwendung als auch für das Empfangsproblem ist die Frage nach der Abhängigkeit der Frequenz des Senders von den Betriebsdaten wichtig. Bekanntlich sind Sender mit innerer Rückkopplung schon im Langwellenbereich durch große Frequenzkonstanz ausgezeichnet. Nach den Untersuchungen von Geißler[17]) ist in weiten Grenzen die Wellenlänge ziemlich unabhängig von der Anodenspannung, und erst bei einer Aenderung des Heizstroms um — 10% tritt ein meßbarer Einfluß auf die Frequenz des Senders auf. Das gilt für Einrohrschaltungen. Symmetrierte Formen zeichnen sich vor ihnen durch noch größere Frequenzkonstanz aus. Demnach mußte die im Vorangehenden untersuchte symmetrische Huth-Kühn-Schaltung ein besonders einwandfreies Verhalten in dieser Richtung zeigen. Die entsprechenden Untersuchungen wurden bei einer Wellenlänge von 190 cm gemacht. Um Vergleiche ziehen zu können, wurde die Abhängigkeit

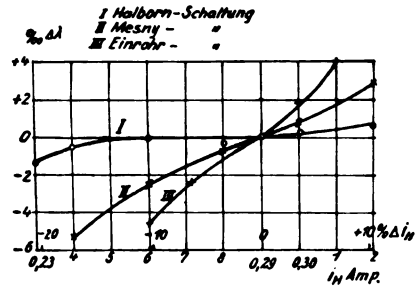


Bild 31.

Abhängigkeit der Senderwelle von der Heizstromstärke.

der Frequenz vom Heizstrom und der Anodenspannung gleichzeitig bei der symmetrischen Huth-Kühn-Schaltung, einer induktiven Gegentaktschaltung nach Mesny und einer Einrohrschaltung nach Bild 11 ausgeführt. Der Befund Bild 31 und 32 zeigt die Ueberlegenheit der sich damit erneut für sehr hohe Frequenzen am brauchbarsten erweisenden Symmetrieform mit innerer Rückkopplung. Bei Heizstromänderungen von ± 10 % und Anodenspannungsänderungen von — 20 % bis + 30 % änderte sich die Welle nur um ± 0,4 %. Dabei sei darauf hingewiesen, daß bei einer Frequenzkonstanz einer Welle von $\lambda = 2$ m auf 1 ‰ noch Frequenzschwankungen von

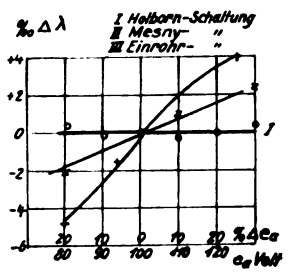


Bild 32.

Abhängigkeit der Eigenwelle des Senders von der Anodenspannung.

$1{,}5 \cdot 10^5$ zulässig sind, daß also an Ueberlagerungsempfang bei diesen Frequenzen nicht zu denken ist. Die Wellenlängenänderung wurde mit einem Wellenmesser, bestehend aus einer kreisförmigen Selbstinduktion und einem variablen Plattenkondensator, gemessen. Bei den zu messenden kleinen Aenderungen konnte die Eichkurve des Wellenmessers in diesem Bereich durch eine Gerade extrapoliert werden. Eine Aenderung der Einstellung um einen Skalenteil entsprach dann einer Wellenlängenänderung um 0,12 ‰. Selbstverständlich sind nur relative Aenderungen gegen eine durch den Wellenmesser festgelegte Normalwelle mit dieser Genauigkeit zu messen. Für absolute Messungen ist man an die Genauigkeit der Eichung mit dem Lechner-System gebunden, die nur unter besonders einwandfreien Verhältnissen 1 ‰ erreichen dürfte.

VIII. Vergleichende Intensitätsuntersuchungen.

Mit der durch den Sperrkreis modifizierten Schaltung konnten bei $\lambda = 0{,}95$ m noch 3 Watt Wirkleistung durch einen induktiv gekoppelten, abstimm-

Digitized by Google

baren Kreis entzogen werden. Gemessen wurde diese Leistung durch den Wattverbrauch von 4-Voltlämpchen, die im Strombauch des angekoppelten Kreises eingefügt waren. Um die Intensitätsverhältnisse zu überblicken, wurden vergleichende Untersuchungen mit einer Einrohrschaltung durchgeführt. Die Leistung wurde in einer in Nähe des Strombauches gekoppelten aperiodischen Thermokreuzschleife gemessen. Da der Galvanometerausschlag proportional dem Quadrat der induzierten Stromstärke ist, kann er als relatives Maß der Leistung betrachtet werden. Die Wellenlänge wurde allerdings nur in engen Grenzen bei der vorliegenden Einrohrschaltung durch Verschieben des Kondensators, bei der Symmetrieschaltung durch Aenderung von L_a herbeigeführt. Als

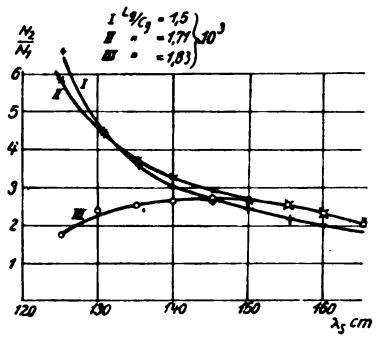


Bild 33.

Verhältnis der Leistungen eines Symmetrie- und eines Einrohrsenders bei verschiedenen Wellenlängen.

Parameter wurde dabei L_g benutzt. Bei konstanter Verlustleistung pro Einzelröhre ergibt sich dann ein von der Wellenlänge abhängiger Verlauf des Intensitätsverhältnisse N_2/N_1, wobei die Indizes die Röhrenzahl der entsprechenden Schaltung angeben (Bild 33). Für kleine L_g erweist sich die symmetrische Anordnung namentlich nach dem Gebiet höchster Frequenzen hin der Einrohrschaltung überlegen. Mit wachsender Welle nähert sich das Intensitätsverhältnis dem normalen durch die Röhrenzahl vorgegebenen Werte. Dieser Verlauf ist zu erwarten. Bekanntlich wird ja das Frequenzmaximum und damit der Intensitätsverlauf im Grenzgebiet wesentlich bestimmt durch den Wert von L_a/C_a und damit die abhängige Größe R_a Bei symetrischer Anordnung ist durch Hintereinanderschaltung der frequenzbestimmenden Röhrenkapazitäten eine weitgehende elektrische Verkürzung zu erreichen. Die Außenkapazität der vorliegenden Einrohrschaltung konnte selbst bei starker Ueberlastung der Röhre nicht bis zur Größe der Innenkapazität herabgesetzt werden. Im Minimum hatte sie noch den 13fachen Wert der Innenkapazität. An den Grenzen der Schwingfähigkeit liegen demnach bei Symmetrieschaltungen immer günstigere Bedingungen vor, da infolge der größeren Werte von L_a/C_a der unterspannte Zustand erst bei höheren Frequenzen eintritt. Infolgedessen wächst das Intensitätsverhältnis über den normalen Wert. Frequenzen über $3 \cdot 10^8$ sec können demgemäß mit einem Rohr nur bei starker Beanspruchung erhalten werden, während die Schwingungsbedingungen bei geignet gewählten Symmetrieschaltungen noch einen Betrieb mit normalen Spannungen ermöglichen. Gleiche Belastung pro Röhreneinheit vorausgesetzt, liegt demnach auch die Maximalfrequenz der Einrohrschaltung untr der mit symmetrischen Anordnung erreichbaren. An der Grenze der Schwingfähigkeit ist also die durch den Sperrkreis modifizierte Symmetrieschaltung der Einrohrschaltung überlegen.

Eine weitere Leistungssteigerung ist durch Modifikation des Grenzfalls der Holborn-Schaltung (Bild 10) möglich. Die neutralen Punkte des Gitter-Anodesystems werden zu diesem Zweck durch einen Kondensator überbrückt (in Bild 10 punktiert angedeutet). Die Frequenz des Systems wird durch diese Maßnahme nicht wesentlich verändert. Durch sternförmige Anordnung weiterer Röhrenpaare um die durch den Kondensator festgelegten Punkte ist dann die Möglichkeit einer theoretisch beliebigen Energievervielfachung gegeben, welche nur durch die räumliche Ausdehnung der Röhren begrenzt wird. Die dahingehenden Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen.

IX. Modulations- und Reichweitenversuche.

Die Leistung des Senders genügte, um größere Reichweitenversuche zu machen. Empfangsseitig wurde ein auf Grundlage der Barkhausen-Schaltung von W. Pistor entwickelter Empfänger verwendet. Es gelang mit $\lambda = 0{,}95$ m Entfernungen bis 12 km mit Telephonie einwandfrei zu überbrücken. In dieser Entfernung war der Empfang noch so lautstark, daß erheblich größere Reichweiten zu erwarten sind. Für Telephoniemodulation wurde die schon bei Wellenlängen von 3 m bewährte direkte Gitterspannungsbeeinflussung mittels Niederfrequenztransformators benutzt. Bei Verwendung von tonfrequentem Wechselstrom als Anodenspannung für Telegraphieversuche trat ein entsprechendes Sinken der Leistung ein. Wie schon bei der 3-m-Welle war auch hier festzustellen, daß elektrische Störungen aller Art fast gar keinen Einfluß auf den Empfang hatten. In Bezug auf die Ausbreitung nähern sich die Wellen dieser Größenordnung in ihrem Verhalten immer mehr dem der Lichtstrahlen. Demnach ist der Empfang bedingt durch die Lage des Senders im theoretischen Sichtbereich.

X. Zusammenfassung.

Die vorliegende Arbeit hatte als Ziel die Herstellung besonders kräftiger Schwingungen für Wellen unterhalb 1,5 m. Zu diesem Zwecke wurden Mehrrohrschaltungen benutzt, und zwar erwiesen sich die symetrischen Anordnungen als besonders günstig, was auf Grund vergleichender Versuche nachgewiesen wurde. Während mit normalen Röhren Wellen von 1,3 m mit nur geringer Leistung erzielt werden konnten, ließ sich durch Verwendung handelsüblicher Spezialrohre bei normalen Betriebsdaten die Wellenlänge auf 1,2 m verkürzen.

Günstigere Verhältnisse konnten nur auf Grund einer Verbesserung der Rückkopplung erwartet werden. Diese gelang durch Einfügen eines abstimmbaren Sperrkreises in die Heizleitung. Daß die Rückkopplungsbedingungen des Langwellenbereichs auch auf sehr hohe Frequenzen übertragen werden dürfen, wurde in diesem Zusammenhang experimentell nachgewiesen.

Mit Hilfe des Sperrkreises konnte der Schwingbereich wesentlich verbreitert und eine kürzeste

Digitized by Google

Wellenlänge von 80 cm erreicht werden. Auch die Leistungsverhältnisse wurden unterhalb 1,3 m durch diese Maßnahme wesentlich verbessert, so daß es gelang, auch noch bei ca. 90 cm eine Wirkleistung von 3 Watt dem Oszillator zu entziehen. Drahtlose Telephonieversuche konnten infolgedessen mit dem Sender ohne weiteres durchgeführt werden, wobei in 12 km Entfernung die Grenze der Uebertragung noch nicht erreicht war. Besonders vorteilhaft war die an einem Vergleich mit anderen Schaltungen nachgewiesene weitgehende Unabhängigkeit der Frequenz eines symmetrischen Huth-Kühn-Senders gegenüber Aenderung der Betriebdaten auch noch bei sehr hohen Frequenzen.

Weitere Untersuchungen ergaben, daß mit Hilfe des Sperrkreises eine bequeme Regelung des Schwingeinsatzes erfolgen konnte. Insbesondere wurde bei geringen Anodenspannungen ein sehr weicher Schwingeinsatz beobachtet, was für die Ausgestaltung der vorliegenden Anordnung zu Empfangszwecken von Wichtigkeit ist.

Die vorliegende Arbeit wurde im Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena auf Veranlassung meines hochverehrten Lehrers Herrn Prof. Dr. Esau, dem ich an dieser Stelle für das rege fördernde Interesse meinen herzlichsten Dank aussprechen möchte, ausgeführt.

Literatur.

[1]) A. Esau, E. T. Z. **47**, S. 321, 1925; W. Wechsung, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **31**, S. 176, 1929; W. Pistor, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **35**, S. 135, 1930.
[2]) A. Scheibe, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **27**, S. 1, 1926; M. T. Grechowa, Ztschr. f. Phys. **38**, S. 621, 1926.
[3]) F. Holborn, Ztschr. f. Phys. **6**, S. 328, 1921; R. Mesny, L'onde el., **3**, S. 25, 1924; F. Kiebitz, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **25**, S. 4; 1925; C. R. Englund, Proc. Inst. Rad. Eng. **15**, S. 914, 1927.
[4]) K. Kohl, Ann. d. Phys. **85**, S. 1, 1928.
[5]) Georges Lakhovsky, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **27**, S. 186, 1926, D.R.P. 427 596.
[6]) C. Cords, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **31**, S. 1, 1928.
[7]) W. Pungs und G. Preuner, Phys. Ztschr. **20**, S. 543, 1919; W. Weihe, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **32**, S. 185, 1928.
[8]) W. H. Eccles, Electrician **83**, S. 299.
[9]) C. Goutton und E. Pierret, L'onde el. **4**, S. 387, 1925.
[10]) L. Bergmann, Ann. d. Phys. **85**, S. 961, 1928.
[11]) W. Pfitzner, E. N. T. **5**, S. 348, 1928.
[12]) H. Barkhausen, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **21**, S. 198, 1923; H. Rukop und F. I. Hausser, Ztschr. f. Techn. Phys. **4**, S. 101, 1923; E. Alberti und G. Zickner, Arch. f Elektrot. **13**, S. 1, 1924; A. Herzog, Jahrb. d. drahtl. Telegr u. Teleph. **20**, S. 72, 1922.
[13]) H. Barkhausen a. a. O. S. 206.
[14]) E. Alberti und G Zickner a. a. O. S. 10.
[15]) W. Pfitzner a. a. O. S. 362.
[16]) W. Pfitzner a. a. O. S. 354.
[17]) E. Geißler, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **19**, S. 383, 1922.

(Eingegangen am 25. Februar 1930.)

Ueber Frequenzverdopplung mit Elektronenröhren.

Von **Wladimir Bunimowitsch**, Leningrad.

Inhaltsübersicht.

Einleitung.
I. Berechnung der Frequenzverdopplung.
II. Einige Fragen, die mit der praktischen Verwirklichung der Verdoppler verbunden sind.
III. Experimentelle Prüfung der Rechnung.
Zusammenfassung.

Einleitung.

1. In dem vielstufigen gesteuerten Kurzwellensender wird außer der Leistungsverstärkung auch die Frequenzvervielfachung angewandt. Dies ist aus zweierlei Gründen zweckmäßig. Erstens bekommt man dadurch die Möglichkeit, mit Steuersendern von relativ niedriger Frequenz zu arbeiten; zweitens wird eine vollständigere Beseitigung von Einwirkungen der nachfolgenden Stufen auf den Steuergenerator erreicht, da der Anoden- und Gitterkreis des Frequenzwandlers auf verschiedene Frequenzen abgestimmt wird[1]), was bei Anwendung von reinen Verstärkern mit neutralisierten Rückkopplungen nicht möglich wäre. Obgleich die Frequenzwandler schon seit verhältnismäßig langer Zeit in der Technik angewandt werden, gibt es doch in der Literatur, außer einzelner in verschiedenen Artikeln[1]) zerstreuter Bemerkungen mehr qualitativer Natur, nur eine einzige Arbeit, in welcher diese Frage genauer betrachtet wird, diejenige von P. Marique[2]). Da von uns eine etwas abweichende Rechnungsart benutzt wird, die auch den praktischen Bedürfnissen besser angepaßt zu sein scheint, so hoffen wir, daß die Veröffentlichung dieser Arbeit nicht überflüssig sein wird. Im folgenden wird nur die Frequenzverdopplung betrachtet, welche auch, bei genügend kurzen Wellen, die größte praktische Bedeutung hat.

Natürlich kann die hier angeführte Methode ohne weiteres auch auf andere Vervielfachungsfälle angewandt werden.

[1]) W. Kummerer, Telefunken-Ztg. Nr. 44, S. 20, 1926.

I. Berechnung der Frequenzverdopplung.

2. Die in folgendem dargestellte Methode der Berechnung des Verdopplers ist im wesentlichen eine Entwicklung und geeignete Abänderung derjenigen von Barkhausen für einen Röhrensender mit Fremderregung[3]). Die Rechnung wird folgenderweise ausgeführt:

Es soll die Charakteristik der Röhre $i_e = F(e_{st})$ bis zu einem gewissen Wert des Emissionsstroms ausgenutzt werden. Dieser Wert sei durch I_m bezeichnet. I_m kann natürlich kleiner, aber in keinem Falle größer als der Sättigungsstrom sein. Den entsprechenden Wert der Steuerspannung e_{st} bezeichnen wir durch E_m.

[2]) P. Marique, L'Onde électrique, Januar 1929.
[3]) H. Barkhausen, Elektronenröhren Bd. II.

Digitized by Google

Wir wollen die wirkliche krummlinige Charakteristik der Röhre durch eine gebrochene Linie ersetzen, die aus zwei Teilen bestehen mag: einem geneigten und einem horizontalen mit der Abszissenachse zusammenfallenden Teil. Zwecks größerer Genauigkeit der Rechnung wollen wir, um die Krümmung der wirklichen Charakteristik zu berücksichtigen, den geneigten Teil so ziehen, daß er durch den Punkt (I_m, E_m) geht und ungefähr mit dem geradlinigen Teil der wirklichen Charakteristik (Bild 1) zusammenfällt.

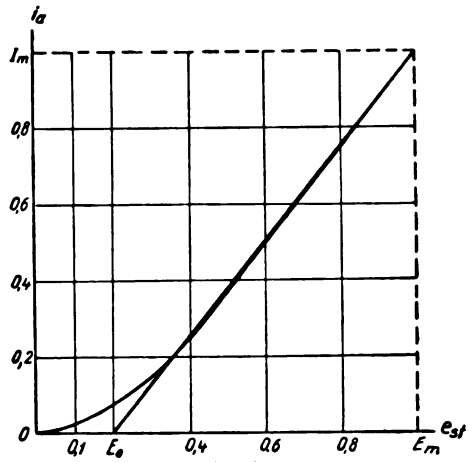


Bild 1.
Röhrencharakteristik.

Die Strecke der Abszissenachse vom Nullpunkt bis zum Schnittpunkt mit dem geneigten Teil der Charakteristik wollen wir durch E_o bezeichnen. Die Differenz $E_m - E_o$ bezeichnen wir durch E'_m. Am besten ist es, die Größen E_o und E_m direkt aus der Charakteristik zu entnehmen. Die Steilheit der Charakteristik ist gleich

$$S = \frac{I_m}{E'_m} \tag{1}$$

wo S die Steilheit der tatsächlichen Charakteristik ungefähr darstellt. Es wird sich ergeben, daß wir keine genaue Definition der Größen E'_m und E_o brauchen, da die Ergebnisse der Rechnung hinreichend wenig $\frac{I_m}{E_m}$, von diesen Größen abhängen.

Bei der Durchführung der Rechnung sollen folgende Größen als gegeben betrachtet werden: I_m, E_m, E'_m (oder gemäß (1) die Steilheit S), der Durchgriff D, die Betriebsgleichspannung im Anodenkreis E_a und die Amplitude ε_a der Spannung von doppelter Frequenz. Die Größe ε_a wollen wir hier auch als gegeben betrachten (in 4. wird sie z. B. durch die Bedingung definiert, daß der Betrieb ein „Grenzbetrieb" sein muß).

3. Die auf das Gitter bezogene Steuerspannung ist:

$$e_{st} = E_{st} + \mathfrak{E}_1 + \mathfrak{E}_2; \tag{2}$$

sie besteht aus der Gleichstromkomponente

$$E_{st} = E_g + DE_a,$$

der Wechselstromkomponente der Grundfrequenz ω_1

$$\mathfrak{E}_1 = \mathfrak{E}_{g1} = \varepsilon_g \cos x, \quad x = \omega_1 t \tag{3}$$

und der Wechselstromkomponente doppelter Frequenz bzw. der Anodenrückwirkung

$$\mathfrak{E}_2 = D\,\mathfrak{E}_a. \tag{4}$$

Im Ausdruck (3) kommt für $\mathfrak{E}_1$ nur die Spannung der Grundfrequenz ω_1, welche im Gitterkreis wirkt, in Betracht. Dagegen kann im Anodenkreis von der Komponente dieser Frequenz[4]) und, außer der doppelten Frequenz, von allen höheren Harmonischen abgesehen werden. Außerdem vernachlässigen wir in Formel (3) für $\mathfrak{E}_2$ die Komponente der doppelten Frequenz im Gitterkreis, welche aus dem Anodenkreis, wegen einer Kopplung zwischen Anoden- und Gitterkreise, z. B. durch die Kapazität Anode-Gitter, kommt. Darauf werden wir im weitern noch zurückkommen (§ 13).

Die Wechselstromkomponente doppelter Frequenz $\mathfrak{E}_a$ der Anodenspannung ist, wie es leicht zu beweisen, bei reellem Widerstand des Anodenkreises (abgestimmter Anodenkreis) gleich

$$\mathfrak{E}_a = -\varepsilon_a \cos 2x. \tag{5}$$

Man bekommt somit für die ganze Steuerspannung:

$$e_{st}(x) = E_{st} + \varepsilon_g \cos x - D\,\varepsilon_a \cos 2x. \tag{6}$$

Wir können jetzt die Bedingung, daß die Charakteristik der Röhre bis zu einem gewissen Wert des Emissionsstroms auszunutzen ist, folgenderweise ausdrücken:

$$e_{st}(o) = E_{st} + \varepsilon_g - D\,\varepsilon_a = E_m = E'_m + E_o. \tag{7}$$

Die Gleichung (7) liefert uns eine Beziehung zwischen der Amplitude ε_g und der Vorspannung E_g des Gitters, da die übrigen Größen gegeben sind. Eine zweite Beziehung bekommen wir aus der Bedingung, daß bei $x = \pm\alpha$[5]) der Anodenstrom gleich Null ist und die Steuerspannung:

$$e_{st}(\alpha) = E_{st} + \varepsilon_g \cos\alpha - D\,\varepsilon_a \cos 2\alpha = E_o. \tag{8}$$

Gleichung (8) folgt unmittelbar aus der Definition der Größe E_o.

Im folgenden wollen wir alle Spannungen als dimensionslose Zahlen im Verhältnis zur Größe E'_m (§ 2) darstellen. Dementsprechend werden auch alle Ströme auf den Maximalstrom I_m bezogen. Wir führen nun folgende Bezeichnungen ein:

$$\frac{e_{st}}{E'_m} = v_{st}, \quad \frac{E_{st}}{E'_m} = \bar{v}_{st}, \quad \frac{\varepsilon_g}{E'_m} = v_g, \quad \frac{E_g}{E'_m} = \bar{v}_g,$$
$$\frac{D\,\varepsilon_a}{E'_m} = v_2, \quad \frac{E_o}{E'_m} = v_o, \quad \frac{E_a}{E'_m} = \bar{v}_a \tag{9}$$

Die Gleichungen (5), (6), (7) lauten jetzt:

$$v_{st}(x) = \bar{v}_{st} + v_g \cos\alpha - v_2 \cos 2x \tag{6'}$$

$$v_{st}(o) = \bar{v}_{st} + v_g - v_2 = 1 + v_o \tag{7'}$$

$$v_{st}(\alpha) = \bar{v}_{st} + v_g \cos\alpha - v_2 \cos 2\alpha = v_o. \tag{8'}$$

Die letzten zwei definieren die Gittergleichstromspannung $\bar{v}_g$, da $\bar{v}_{st} = \bar{v}_g + D\,\bar{v}_a$, und die Amplitude der Wechselstromspannung v_2 als Funktionen von α, wobei die angegebenen Größen als Parameter auftreten[6]). Lösen wir die Gleichung (6') und (7') nach auf, so bekommen wir nach geeigneter Vereinfachung

[4]) Bei der Gegentakt-Schaltung fehlt diese Komponente überhaupt.

[5]) Der Winkel α ist dem Zeitintervall $\frac{2\alpha}{\omega_1}$ proportional, während dessen der Anodenstrom $I_a = \geqq 0$ ist.

[6]) Ueberall, wo es keine Mißverständnisse hervorrufen kann, werden wir für die neu definierten Größen die alten Benennungen beibehalten.

Digitized by Google

$$v_g = M + N v_2, \tag{10}$$

wo M und N bekannte Funktionen des Winkels α sind:

$$M = \frac{1}{1 - \cos\alpha}, \quad N = 2(1 + \cos\alpha). \tag{10'}$$

Die Gleichung (7') in Form:

$$\overline{v_g} + v_g = 1 + v_o - (D\overline{v_a} - v_2) \tag{11}$$

wird uns weiter unten noch von Nutzen sein.

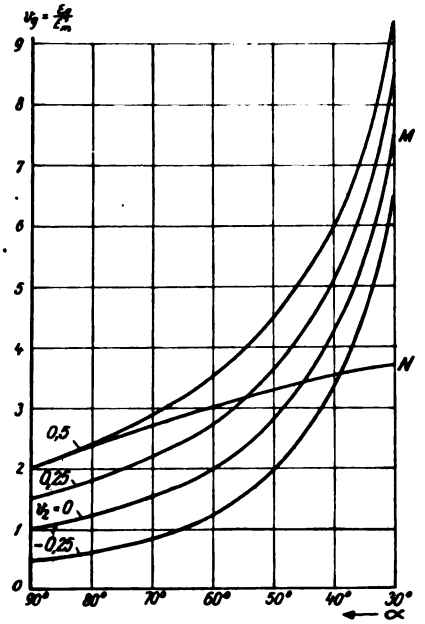


Bild 2.

$v_g = F(\alpha)$. Die Amplitude v_g der Gitterspannung als Funktion des Winkels α.

Die Gleichung (10) bestimmt die Amplitude v_g der Gitterspannung; die Gittervorspannung $\overline{v_g}$ kann aus den Gleichungen (10) und (11) bestimmt werden. In Bild 2 sind die Werte von M und N als Funktionen von α aufgetragen, die zur Konstruktion der weiteren Kurven von Bild 2 dienen, welche die Amplitude der Gitterspannung v_g als Funktion von α für verschiedene Werte von v_2 ausdrücken[7]). Dabei fällt die Kurve für $v_2 = 0$ mit der Kurve M zusammen.

4. Wir wollen noch die Größe der Amplitude der Anodenspannung ε_a eingehender betrachten. Um einen überspannten Betrieb zu vermeiden, darf die totale Anodenspannung niemals kleiner sein als die Gitterspannung. Ein überspannter Betrieb muß desto mehr bei der Frequenzverdopplung vermieden werden, da hier bei derselben Leistung im Anodenkreis der Gitterstrom ungefähr zweimal so groß ist als bei der Verstärkung.

Für die Größe der totalen Anodenspannung haben wir augenscheinlich (in gewöhnlichen Bezeichnungen)

$$e_a = E_a - \varepsilon_a \cos 2x, \tag{12}$$

für die totale Gitterspannung

$$e_g = E_g + \varepsilon_g \cos x. \tag{13}$$

[7]) In Bild 2 und den folgenden ist die Kurve für $v_2 = -0{,}25 < 0$ aufgetragen. Ueber die Bedeutung der negativen Werte von v_2 siehe unten 12.

Wir wählen nun die Amplitude der Anodenspannung so, daß der Betrieb ein Grenzbetrieb zwischen dem unterspannten und dem überspannten Zustand sei (4).

Die Bedingung dafür ist:

$$e_{a\,\min} = e_{g\,\max}.$$

Aus (11) und (12) ist ersichtlich, daß $e_{a\,\min} = e_{a\,(o)}$ und daß gleichzeitig $e_{g\,(o)} = e_{g\max}$ ist, darum können wir unsere Bedingung auch so schreiben:

$$E_a - \varepsilon_a = E_g + \varepsilon_g.$$

Eliminiert man aus der letzten Gleichung und aus Gleichung (11) die Amplitude ε_g und berücksichtigt man Gleichung (9), so bekommt man für die Anodenamplitude (in gewöhnlichen Bezeichnungen):

$$\varepsilon_a = E_a - \frac{E_m}{1 - D}$$

oder annähernd:

$$\varepsilon_a \cong E_a - E_m \cong E_a - E_m'. \tag{14}$$

5. Beschäftigen wir uns jetzt mit der Bestimmung der Gleichstrom- und Wechselstromkomponente. Wir bezeichnen durch i_a, I_a und J_a bzw. den totalen Anodenstrom die Gleichstromkomponente und die Amplitude der doppelten Frequenz. Wir wenden hier dasselbe Verfahren an, wie bei der Berechnung der Spannungen, d. h. wir beziehen alle Ströme auf die Größe I_m durch folgende Bezeichnungen:

$$j_a = \frac{i_a}{I_m}, \quad \bar{j} = \frac{I_a}{I_m}, \quad j_2 = \frac{J_a}{I_m}. \tag{9'}$$

Da die Steilheit des geneigten Teils der Charakteristik $S = \frac{I_m}{E_m}$, ist, so ist der totale Anodenstrom (gemäß (9) und (9') durch die Beziehungen[8]) definiert:

$$j_a = \overline{v_{st}} - v_o + v_g \cos x - v_2 \cos 2x \tag{15}$$

$$\text{für } -\alpha < x < +\alpha$$

$$j_a = o \text{ für } -\pi < x < -\alpha \text{ und } +\alpha < x < +\pi.$$

Die Größe der Gleichstromkomponente ergibt sich aus:

$$\bar{j} = \frac{1}{\pi}\int_o^\alpha j_a\, dx. \tag{16}$$

Die Amplitude der Komponente von doppelter Frequenz ist:

$$j_2 = \frac{2}{\pi}\int_o^\alpha j_a \cos 2x\, dx. \tag{17}$$

Setzt man (15) in (16) und (17) ein, so bekommt man nach Ausführung der Integration:

$$\bar{j} = \frac{1}{\pi}\left[(\overline{v_{st}} - v_o)\alpha + v_g \sin\alpha - v_2 \frac{\sin 2\alpha}{2}\right] \tag{18}$$

und

[8]) Hierbei handelt es sich um die Verdopplung in einer Einröhrenschaltung. Bei Gegentaktschaltung werden die Werte für die Gleichstromkomponente und für die Amplitude der Wechselstromkomponente zweimal so groß.

Digitized by Google

$$j_2 = \frac{1}{\pi}\left[(\overline{v_{st}} - v_o)\sin 2\alpha + v_g\left(\sin\alpha + \frac{1}{3}\sin 3\alpha\right) - v_2\left(\alpha + \frac{1}{4}\sin 4\alpha\right)\right]. \quad (19)^9)$$

Eliminiert man aus (18) und (19) mit Hilfe der Gleichungen (10) und (11) die Werte von $\overline{v_{st}} - v_o$ und v_g, so erhält man nach geeigneter Vereinfachung einen Ausdruck für die Gleichstromkomponente des Anodenstroms von der Form:

$$\bar{j} = A + B v_2, \quad (20)$$

wo

$$A = \frac{1}{\pi}\frac{\sin\alpha - \alpha\cos\alpha}{1 - \cos\alpha}, \quad B = 2A(1 - \cos\alpha) - \frac{1}{\pi}\left(\alpha - \frac{1}{2}\sin 2\alpha\right), \quad (20a)$$

und für die Amplitude der Wechselstromkomponente:

$$j_2 = A_1 + B_1 v_2, \quad (22)^{10})$$

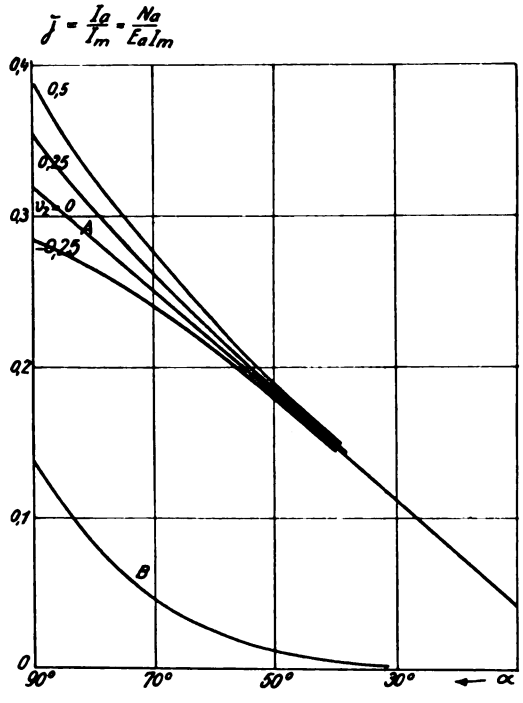


Bild 3.

$\bar{j} = F(\alpha)$. Die Gleichstromkomponente $\bar{j}$ im Anodenkreise als Funktion des Winkels α.

wo

$$A_1 = \frac{2}{3\pi}\left(\sin\alpha + \frac{1}{2}\sin 2\alpha\right), \quad B_1 = A_1(1 - \cos\alpha) - \frac{1}{\pi}\left(\alpha - \frac{1}{4}\sin 4\alpha\right). \quad (21a)$$

In Bild 3 und 4 sind die Kurven $A(\alpha)$, $B(\alpha)$ und $A_1(\alpha)$, $B_1(\alpha)$ aufgetragen und auf Grund dieser Kurven sind die Funktionen $j(\alpha)$ und $j_2(\alpha)$ für verschiedene Werte von v_2 konstruiert. Bei $v_2 = 0$ fallen diese letzten Kurven mit den Kurven A und A_1 zusammen.

$$j_2 = \frac{J_a}{I_m} = \frac{2\mathfrak{N}}{I_m \varepsilon_a}$$

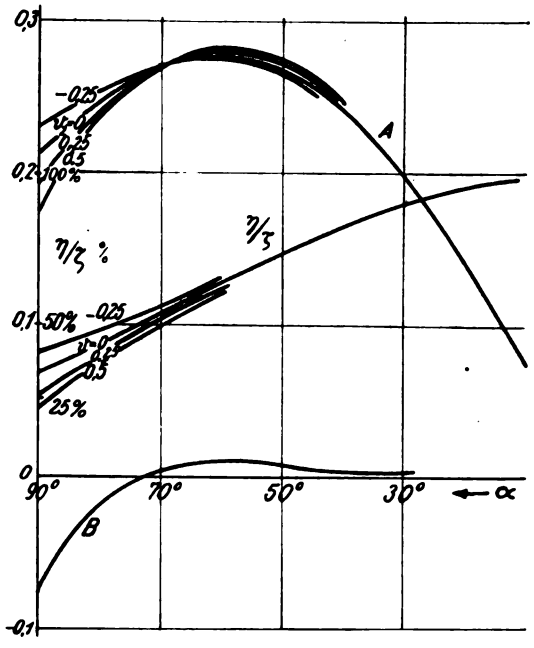


Bild 4.

$j_2 = F(\alpha)$ und $\frac{\eta}{\zeta} = f(\alpha)$. Die Amplitude der Stromkomponente j_2 der doppelten Frequenz im Anodenkreise und der Wirkungsgrad η als Funktion des Winkels α.

(Statt A und B ist A_1 und B_1 zu lesen).

Aus Bild 4 ist ersichtlich, daß die Funktionen $A_1(\alpha)$ und $B_1(\alpha)$ Maxima bei einem bestimmten Wert von x haben. Es stellt sich heraus, daß der optimale Wert von x ein und derselbe für beide Funktionen ist. Mit anderen Worten, die Amplitude der Komponente des Stromes von doppelter Frequenz, als Funktion von α betrachtet, hat ein Maximum bei einem Wert $\alpha = \alpha_{opt}$, der nicht von v_2 abhängt.

Aus Gleichung (21a) bekommen wir:

$$\alpha_{opt} = \frac{\pi}{3} = 60°.$$

Setzt man diesen Wert von x in Gleichung (10), (20) und (21) ein, so bekommt man:

$$v_{g\,opt} = 2 + 3 v_2 \quad (23)$$

$$\bar{j}_{opt} = 0{,}217 + 0{,}023 v_2 \quad (24)$$

$$j_{2max} = 0{,}276 + 0{,}011 v_2. \quad (25)$$

6. Wollen wir jetzt die Ausdrücke für die Leistungen und die Wirkungsgrade im Anodenkreis anführen.

Die Gleichstromleistung ist:

$$N_a = E_a I_a. \quad (26)$$

Die Wechselstromleistung doppelter Frequenz ist:

$$\mathfrak{N}_a = \frac{1}{2}\varepsilon_a J_a. \quad (27)$$

Der Leistungsverlust:

$$2Q_a = N_a - \mathfrak{N}_a. \quad (28)$$

Da die an die Anode gelegte Spannung E_a und die Amplitude ε_a konstante Größen sind (von α nicht

---

9) Die Formeln (18) und (19) hat auch P. Marique (l. c.) in etwas abweichender Form erhalten.

10) Einen ähnlichen Ausdruck für die Amplitude des Stroms von doppelter Frequenz, aber ohne Berücksichtigung der Anodenrückwirkung, kann man z. B. im Artikel W. Tatarinoff (Russisch) T. u. T. b. P., Nr. 10, S. 430, finden. Siehe auch A. Minz und J. Klatzkin, T. u. T. b. P., Nr. 42.

Digitized by Google

abhängen), so sind die Größen $\bar{j}$ und $\bar{j}_2$ als Maße der Gleichstrom- und Wechselstromleistungen zu betrachten:

$$\bar{j} = \frac{I_a}{I_m} = \frac{N_a}{E_a I_m} \tag{29}$$

$$j_2 = \frac{2\,\mathfrak{N}_a}{\varepsilon_a I_m} = \frac{2\,\mathfrak{N}_a}{\zeta E_a I_m}, \tag{30}$$

wo ζ die sogenannte Ausnutzungskonstante der Anodenspannung ist:

$$\zeta = \frac{\varepsilon_a}{E_a}\ ^{11}).$$

Als Maß des Wirkungsgrades des Anodenkreises nehmen wir das Verhältnis an:

$$\frac{\eta_a}{\zeta} = \frac{1}{2}\frac{j_2}{\bar{j}} = \frac{E_a \mathfrak{N}_a}{\varepsilon_a N_a}. \tag{31}$$

7. Wir haben also die Ausdrücke für alle gesuchten Größen als Funktionen von α gewonnen. Zu einem besseren Verständnis dieser Beziehungen kann man den Winkel α eliminieren und alle Größen z. B. als Funktionen der Amplitude der Gitterspannung v_g (oder, was dasselbe ist, als Funktion der Vorspannung $\overline{v_g}$ (s. Gl. (11)) ausdrücken. Am einfachsten läßt sich dies graphisch machen mit Hilfe der Kurven der Bilder 2, 3 und 4. In den Bildern 5 und 6 sind die so

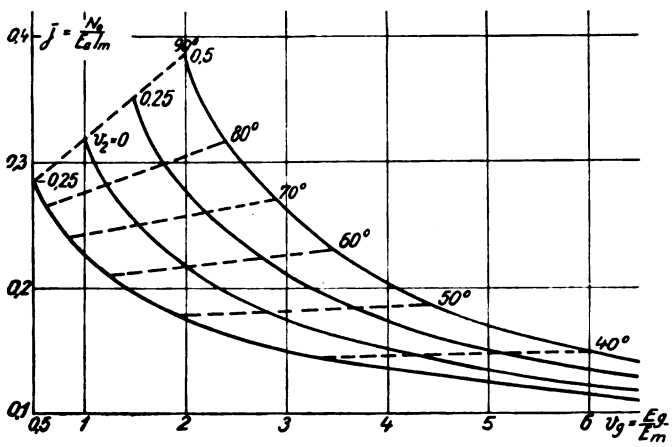


Bild 5.

$\bar{j} = F(v_g)$. Die Gleichstromkomponente $\bar{j}$ im Anodenkreise als Funktion der Amplitude der Gitterspannung v_g.

gefundenen Kurven dargestellt, wobei als Ordinaten die Werte von $\bar{j}$ bzw. j_2, als Abszissen die Amplitude der Gitterspannung v_g aufgetragen sind. Die punktierten Linien sind die Linien gleicher Werte von α. Die Werte von x sind in Bild 5 und 6 angegeben.

Außerdem sind in Bild 7 die Kurven aufgetragen, welche die Beziehung zwischen den Größen $\frac{1}{2} j_2$ und $\bar{j}$ oder, mit anderen Worten, zwischen der Gleichstrom- und Wechselstromleistung ausdrücken.

8. Betrachten wir die Bilder 2, 3, 4, 5 und 6, so sehen wir u. a. 1., daß mit Vergrößerung der Anodenrückwirkung v_2 der maximale Wert der Wechselstromleistung, deren Maß j_2 ist, sehr langsam zunimmt (dies ist aus den Gleichungen (24) und (25) und Bild 4 und 6 ersichtlich); 2., bei genügend kleinen Werten von α (d. h. bei großen Amplituden und Gittervorspannungen) ungefähr von $\alpha = 60°$ an (optimaler Wert), hängen die Größe der Gleichstrom- und Wechselstromleistungen und also auch der Wirkungsgrad des Anodenkreises, praktisch nicht von der Größe der Anodenrückwirkung ab (s. Kurven B und B_1 von Bild 3 und 4 und Formeln (20) und (21)). Dies folgt auch aus den Kurven der Bilder 5 und 6, weil

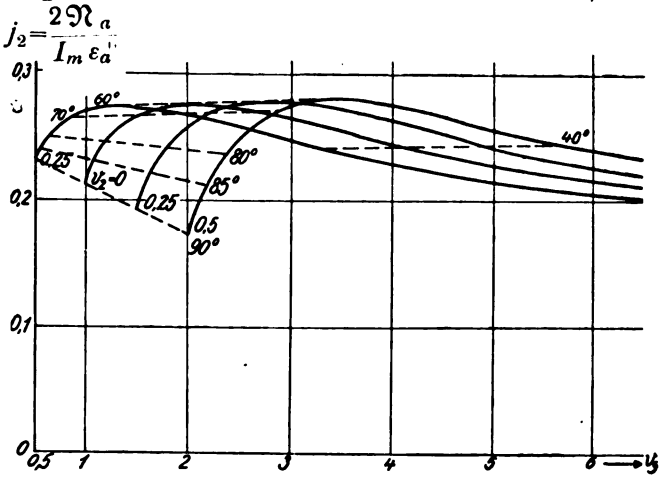


Bild 6.

$j_2 = F(v_g)$. Die Amplitude der Stromkomponente j_2 der doppelten Frequenz als Funktion der Amplitude der Gitterspannung v_g.

die Linien gleicher Werte α mit abnehmenden α sich der Abszissenachse parallel zu stellen trachten; 3. die Amplituden der Gitterspannung v_g, die den Werten $\alpha < 60°$ entsprechen, wachsen sehr schnell mit Zunahme der Anodenrückwirkung (s. Bild 2, 4 und 5).

9. Die zweiten Glieder der Ausdrücke (20) und (21) für $\bar{j}$ und bzw. j_2 muß man nur bei großen Werten α in Betracht ziehen (Bild 3); bei genügend kleinen Werten α kann man von ihnen absehen. In der Praxis ist es augenscheinlich nicht zweckmäßig, mit $\alpha > 60°$ zu arbeiten, und die Aenderungen, die von unseren Vernachlässigungen herstammen, sind jedenfalls nicht größer als die, welche durch kleine Aenderungen des Arbeitsbetriebes der Röhre des Verdopplers hervorgerufen werden[12]).

Vernachlässigen wir die zweiten Glieder in den Gleichungen (20) und (21), so bekommen wir für die Gleichstrom- und Wechselstromleistungen folgende Ausdrücke aus (29) und (30):

$$\bar{j} = \frac{N_a}{E_a I_m} = A(\alpha) \tag{20'}$$

$$j_2 = \frac{2\,\mathfrak{N}_a}{\varepsilon_a I_m} = A_1(\alpha), \tag{21'}$$

und für den Wirkungsgrad des Anodenkreises:

$$\frac{\eta_a}{\zeta} = \frac{A}{A_1}. \tag{31'}$$

Bei $\alpha = \alpha_{opt} = 60°$ erhält man nach (23) und (24) folgende Werte:

für die Wechselstromleistung:

[11]) H. G. Möller, Elektronenröhren, S. 89.

[12]) Ueber die Abnahme der Größe der Wechselstromleistung, die durch die Gitterströme bedingt ist, siehe unten 13.

Digitized by Google

$$j_2 = 0{,}276, \text{ wo } j_2 = \frac{2\,\mathfrak{N}_a}{\varepsilon_a I_m}, \tag{25'}$$

für die Gleichstromleistung:

$$\bar{j} = 0{,}212, \text{ wo } \bar{j} = \frac{N_a}{E_a I_m} \tag{24'}$$

und für den Wirkungsgrad:

$$\frac{\eta_a}{\zeta} = 63{,}6\,\%, \text{ wo } \zeta = \frac{\varepsilon_a}{E_a}. \tag{32}$$

Die Ausdrücke für die Gitterspannungen bleiben unverändert. Die angeführten Beziehungen (25'), (24'), (32) und (23) können zur praktischen Berechnung des Verdopplers dienen. Die Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_0$ nimmt bei $\alpha = 60°$ den maximalen Wert an und der Wirkungsgrad ist für diesen Wert von α ziemlich groß. Dazu möchten wir noch bemerken, daß bei Anwendung gewöhnlicher Senderöhren zur Frequenzverdopplung bedeutend kleinere Wirkungsgrade als bei Verstärkung sich ergeben[13]).

Zur Durchführung der Rechnung braucht man folgende Daten: 1. den Durchgriff D der Röhre, 2. die Steilheit S der Charakteristik, 3. die an die Anode angelegte Spannung E_a, 4. die Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a$ oder den maximalen Anodenstrom I_m.

Wenn für (4) der maximale Strom I_m gegeben ist, so führen wir die Rechnung auf folgende Weise aus: zuerst bestimmen wir die Größe E_m' aus Gleichung (1):

$$E_m' = \frac{I_m}{S}. \tag{1}$$

Weiter bestimmen wir aus (14) die Amplitude der Anodenspannung:

$$\varepsilon_a = E_a - E_m' = E_a - \frac{I_m}{S}. \tag{14}$$

Wenn aber für (4) die Wechselstromleistung gegeben ist, so finden wir für den Sättigungsstrom in erster Näherung, indem wir in (25') ε_a durch E_a ersetzen:

$$I_m \cong \frac{2\,\mathfrak{N}_a}{E_a I_m} = I_{mo}.$$

Die zweite Näherung finden wir mit Hilfe von (14) und (1) zu:

$$I_m \cong \frac{2\,\mathfrak{N}_a}{j_2 E_a} \frac{1}{1 - \frac{I_{mo}}{S E_a}} \cong \frac{2\,\mathfrak{N}_a}{j_2 E_a}\left(1 + \frac{I_{mo}}{S E_a}\right).$$

[13]) Konstruiert man für den Verstärker (genauer für den Sender mit Fremderregung) eine Kurve (analog der Kurve von Bild 3) für die Wechselstromleistung als Funktion von α, so findet man, daß bei entsprechenden Werten von α die Größe der Wechselstromleistung des Verstärkers ungefähr zweimal so groß wird, wie die des Verdopplers. (Bei Verdopplung entspricht dem Wert α der Wert $2\,\alpha$.) Setzen wir darum die Größen der Leistungsverluste in beiden Fällen einander gleich, so bekommen wir folgende Beziehung zwischen den Wirkungsgraden

$$\eta_1 = \frac{2\,\eta_2}{1 + \eta_2}$$

wo der Index 1 zur Verstärkung, der Index 2 zur Verdopplung gehört. Daraus folgern wir, z. B., daß bei

$$\eta_2 = 50\,\%, \quad \eta_1 = 66{,}7\,\%$$

und bei

$$\eta_1 = 50\%, \quad \eta_2 = 33{,}3\%$$

ist.

Beschränken wir uns auf diese Näherung, so verfahren wir weiter, wie im vorhergehenden Falle. Nachdem wir die Größe ζ nach (32) berechnet haben, finden wir den Wirkungsgrad η_a aus (31'), daraus die Gleichstromleistung:

$$N_a = \frac{\mathfrak{N}_a}{\eta_a} \text{ usw.}$$

10. Es ist leicht, für die Funktionen $A(\alpha)$ und $A_1(\alpha)$ (S. (20) und (21)) einfache algebraische Näherungen bei $\alpha < 60°$ zu finden. Drücken wir sie durch

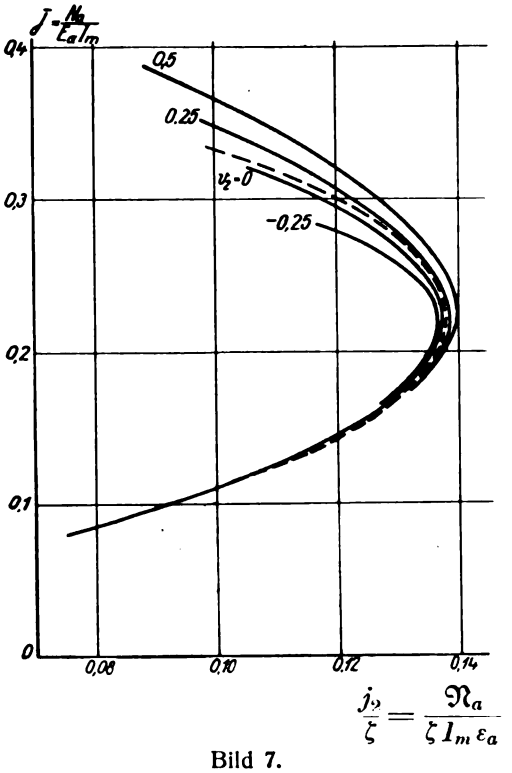


Bild 7.

Beziehung zwischen der Gleichstromkomponente $\bar{j}$ und der Amplitude des Stromes j_2 doppelter Frequenz im An denkreise.

eine Potenzreihe in der Umgebung des Punktes $\alpha = \frac{\pi}{3}$ aus und beschränken wir uns auf die zwei ersten, von Null verschiedenen Glieder, so ist:

$$A(\alpha) = 0{,}212\,\alpha \quad \text{und} \quad A_1(\alpha) = 0{,}276\left\{1 - (1{,}05 - \alpha)^2\right\}$$

Entwickeln wir die Ausdrücke $M(\alpha)$ und $N(\alpha)$ nach Potenzen von α, so bekommen wir:

$$M = \frac{2}{\alpha^2} + 0{,}17 \qquad N = 4 - \alpha^2.$$

Also haben wir näherungsweise für $\alpha < \frac{\pi}{3}$:

$$\bar{j} = \frac{N_a}{E_a I_m} = 0{,}212\,\alpha \tag{33}$$

$$j_2 = \frac{2\,\mathfrak{N}_a}{\varepsilon_a I_m} = 0{,}276\left\{1 - (1{,}05 - \alpha)^2\right\} \tag{34}$$

$$v_g = \frac{\varepsilon_g}{E_m'} = \frac{2}{\alpha^2} + 0{,}17 + v_2(4 - \alpha^2). \tag{35}$$

Lösen wir (33) nach α auf und setzen wir diesen Wert in (34) und (35) ein, so finden wir:

Digitized by Google

$$\bar{j} = 0{,}223 - \sqrt{0{,}045 - 0{,}326\, j_2} \qquad (36)$$

$$\varepsilon_g = \frac{0{,}090}{\bar{j}^2} E_m' + D\,\varepsilon_a (4 - 22{,}2\,\bar{j}^2). \qquad (37)$$

Die Beziehung zwischen den Größen $\bar{j}$ und j_2 ist auch graphisch gestrichelt in Bild 7 aufgetragen, wo diese Beziehung nach den Formeln (20) und (21) bestimmt ist. Die erhaltenen Gleichungen (36) und (37) können zur technischen Berechnung des Verdopplers dienen.

II. Einige Fragen, die mit der praktischen Verwirklichung der Verdoppler verbunden sind.

11. In Ergänzung zu dem im Kap. I. Gesagten wollen wir praktische Schaltungen, die in unserem Laboratorium benutzt werden, beschreiben und sekundäre Vorgänge, die bei der Frequenzverdopplung stattfinden, betrachten.

Einröhrenschaltung. In Bild 8 ist eine einfache Verdopplungsschaltung angegeben. Die Erregung wird dem Gitter unmittelbar von der Selbstinduktionsspule der vorhergehenden Stufe über einen

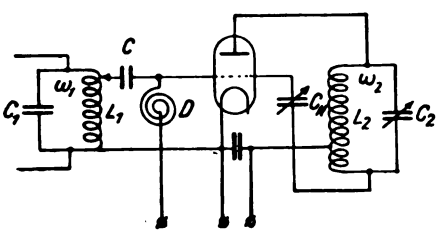


Bild 8.
Einfache Verdopplungs-Schaltung.

Kondensator C zugeführt, wobei die Drosselspule D zur Anlegung der Vorspannung dient und der Anodenkreis auf die doppelte Frequenz abgestimmt ist. C_N ist ein Neutrodyn-Kondensator, der auch hier, wie bei der Verstärkung, zur Beseitigung der Kopplung zwischen dem Anoden- und dem Gitterkreis dient.

Betrachten wir jetzt eingehender die Rolle der Rückkopplung. Ist sie groß genug, so kann eine Selbsterregung stattfinden. Dabei muß die Frequenz der selbsterregten Schwingungen kleiner als die Eigenfrequenzen des Anoden- und des Gitterkreises sein, aber praktisch mit der Eigenfrequenz des Gitterkreises zusammenfallen. Es wurde auch tatsächlich eine Selbsterregung im Gebiete der Wellenlängen von 400 bis 25 m beobachtet, jedenfalls, wenn die Vorspannung auf den Gittern durch einen hohen Gitter-Ableitewiderstand verursacht war. Die Selbsterregung trat auch dann auf, wenn die Gleichstromspannung für das Gitter von einer Batterie geliefert wurde, natürlich bei relativ kleinen Vorspannungen. Arbeitet jedoch der Verdoppler mit einem genügend großen Wirkungsgrad und wird der geneigte Teil der Charakteristik der Röhre voll ausgenutzt, so tritt gewöhnlich keine Selbsterregung auf. Uebrigens kann die Neigung zur Selbsterregung immer durch Neutralisation beseitigt werden.

12. Ist die Rückkopplung nicht groß genug, um eine Selbsterregung hervorzurufen, so kann sie doch eine Wirkung auf den Verdopplungsprozeß ausüben. Diese Rückwirkung ist im allgemeinen nicht groß. So hat z. B. die Erfahrung gezeigt, daß die Verstimmung des Anodenkreises des Verstärkers, der mit 25-m-Wellen arbeitete, keine merkliche Wirkung auf die vorhergehenden (nicht neutralisierten) Verdopplungsstufen und auf den sie unmittelbar erregenden Quarzoszillator ausübt. Eine praktische Bedeutung hat nur die Anwesenheit der Spannungskomponente doppelter Frequenz im Gitterkreis. Im Falle, wenn die Rückwirkung nur durch die Kapazität Anode-Gitter verwirklicht ist, ist diese Komponente $\mathfrak{E}_{g2}$, wie leicht ersichtlich, gleich:

$$\mathfrak{E}_{g2} \cong \frac{4}{3} \frac{C_{ag}}{C_1} \mathfrak{E}_a \qquad (38)$$

Durch C_{ag} ist hier die Kapazität Anode-Gitter, durch C_1 die totale Kapazität des Gitterkreises und durch $\mathfrak{E}_a$ die Wechselspannung doppelter Frequenz im Anodenkreis bezeichnet.

Die Rückwirkung der doppelten Frequenz im Gitterkreis kann man formal berücksichtigen, indem man annimmt, daß der Durchgriff D der Röhre einen Zuwachs K erhält, der von den Parametern der Schaltung abhängt.

Alle Schlüsse des vorigen Kapitels bestehen auch jetzt. Man muß nur in allen Formeln bei der Berechnung der Komponente der Steuerspannung der doppelten Frequenz v_2 (Anodenreaktion) auch das Glied Kv_2 berücksichtigen, nämlich:

$$v_2 = (D + K)\, v_a \qquad (39)$$

Die Anodenrückwirkung v_2 wird eine bedeutende Wirkung auf die resultierende Leistung ausüben, wenn K (welches in unserem Falle gleich $\frac{4}{3}\frac{C_{ag}}{C_1}$ [siehe (38)] ist), große Werte annimmt, was schon bei relativ langen Wellen stattfindet. Wie aus der Kurve von Bild 6 ersichtlich ist, kann beim Anwachsen der Anodenrückwirkung v_2 ein und dieselbe Wechselstromleistung bei immer größeren Werten der Amplitude der Spannung der Grundfrequenz im Gitterkreis erhalten werden. Also übt die Anwesenheit der Spannung von doppelter Frequenz an dem Gitter eine schädliche Wirkung aus (s. auch 8).

Die Komponente der doppelten Frequenz $\mathfrak{E}_{g2}$ kann natürlich durch einen Neutrodyn-Kondensator C_N (Bild 8) beseitigt werden. Ist die Kapazität des Kondensators C_N größer als die, bei welcher Neutralisation erreicht wird, so wird die Größe K in (33) negativ, und bei genügend großer Kapazität des Neutrodyn-Kondensators ist ihr absoluter Wert größer als der Durchgriff D. Die Anodenreaktion v_2 (39) wird negativ und schon bei kleinen Amplituden (und Vorspannung) am Gitter wird es möglich, genügende Wechselstromleistung und Wirkungsgrad im Anodenkreis zu erhalten. Diese Erscheinung ist völlig analog der gewöhnlichen Entdämpfung durch Rückkopplung und kann in der Praxis bei sehr kurzen Wellen (von der Ordnung von 10—5 m) ausgenutzt werden, wo es schwer ist, große Amplituden am Gitter zu erhalten. Um dabei einer Rückwirkung auf den Steueroszillator aus dem Wege zu gehen, genügt es, wie die Erfahrung zeigt, daß sich zwischen diesem und dem betrachteten Verdoppler mindestens ein neutralisierter Zwischenverdoppler befindet.

Bild 2—7 des Kapitels I zeigen Kurven für negative Anodenrückwirkung $v_2 = -0{,}25$.

Digitized by Google

13. Gegentaktschaltung. In Bild 9 ist die Schaltung eines Gegentaktverdopplers abgebildet. Es gilt auch dafür fast alles, was über die Einröhrenschaltung gesagt wurde. Die Neutralisation wurde in der in Bild 9 angegebenen Weise ausgeführt.

Infolge der Symmetrie gibt es hier natürlich bei Abwesenheit von Selbsterregung keine Rückwirkung des Anodenkreises des Verdopplers auf die vorher-

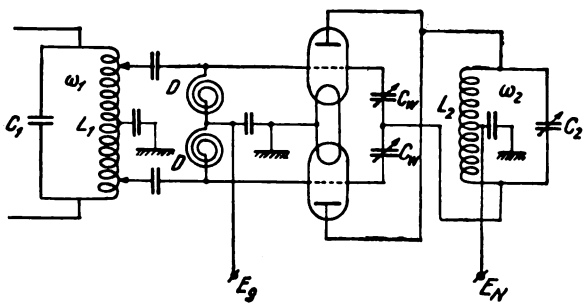


Bild 9.
Gegentaktschaltung.

gehende Stufe. Dies bedeutet aber nicht, daß eine Selbsterregung unmöglich ist. Bei der Selbsterregung nämlich arbeiten die Röhren parallel und ihre Gitterspannungen haben gleiche Phasen. Bei der Selbsterregung dient als Selbstinduktion des Gitterkreises der einen Röhre die Hälfte der Spule des ganzen Gitterkreises, mit Abzug der Wechselinduktion mit der anderen Hälfte, als Kapazität die Eigenkapazität der Spule, der Zuleitungen und der Drosselspulen. Der Kondensator spielt dagegen keine Rolle.

Die quantitativen Beziehungen für Selbsterregung sind bei einer Gegentaktschaltung andere als bei einer Einröhrenschaltung, wo die Eigenfrequenzen der Gitter- und Anodenkreise in einem ganz bestimmten Verhältnisse $\omega_2 = 2\,\omega_1$ stehen. Dagegen ist die Eigenfrequenz der Gitterkreise bei dem Parallelbetriebe

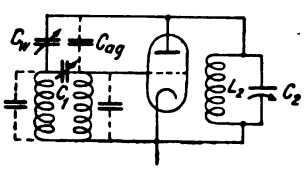


Bild 10.

der beiden Röhren in einem gewissen Sinne von zufälligen Schaltverhältnissen abhängig. An dieser Stelle möchten wir darauf hinweisen, warum bei der Einröhrenschaltung eine Neutralisation von seiten des Gitters ungünstig ist. Die Sache wird klar, wenn man die Schaltung so zeichnet wie in Bild 10. Bei totaler Neutralisation der Kapazität Anode-Gitter kann hier eine Erregung auftreten ganz analog wie bei der Schaltung des Gegentaktverdopplers. Beide Hälften der Spule arbeiten parallel und die Kapazität des Neutrodynkondensators vergrößert nur bei diesen Phasenverhältnissen die Rückwirkung.

III. Experimentelle Prüfung der Rechnung.

14. Die Messungen wurden mit einer $T - r - 5$-Röhre bei einer Betriebsspannung im Anodenkreis $E_a = 1200$ V und bei einer Heizspannung $E_h = 10$ V ausgeführt. Der Durchgriff der Röhre war $D = 9{,}7\,\%$. Da $I_m = 123$ mA gewählt wurde, so waren gemäß der Röhrencharakteristik: $E_m = 103$ V, $E_m' = 82{,}5$ V $\varepsilon_o = 20{,}5$ V. Die Amplitude der Anodenspannung war $\varepsilon_a = 1025$ V. und diejenige der Spannung doppelter Frequenz ε_{g2} im Gitterkreis 13,3 V (nach der Formel (38) berechnet).

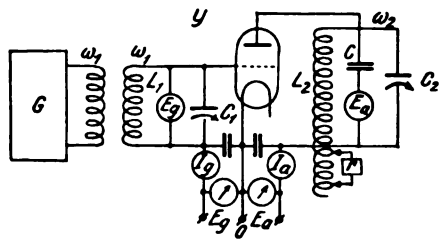


Bild 11.
Meßanordnung.
(Die Bezeichnungen in den Spannungsmessern sollen heißen ε_g und ε_a).

Nach diesen Daten berechneten wir nach den Formeln (10), (20) und (21) die Kurven, welche die Abhängigkeit des mittleren Anodenstroms und der Wechselstromleistung von der Amplitude der Gitterspannung ausdrücken und in Bild 12 und 13 aufgetragen sind.

In unserem Falle behielt die algebraische Summe der Amplitude der Gitterspannung und der Vorspannung immer denselben Wert (s. (11)):

$$E_g + \varepsilon_g = 100\,V.$$

15. In Bild 11 ist die benutzte Schaltung wiedergegeben. Die Messungen wurden mit Wellenlängen $\lambda = 406 - 203$ m ausgeführt. Die Amplitude der

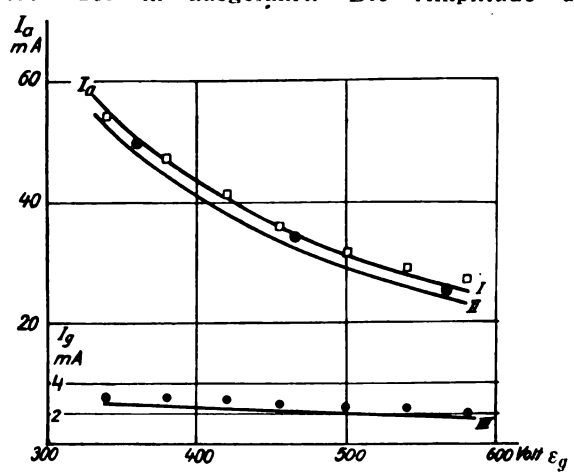


Bild 12.
Experimentell aufgenommene Beziehungen $I_a = F(\varepsilon_g)$ und $I_g = f(\varepsilon_a)$ bei $E_m = \text{const.}$
I und *II* berechnete Kurven für $I_a = f(\varepsilon_g)$ bei $E_m = \text{const.} = 103$ V. *I* ohne Berücksichtigung der Gitterströme, *II* mit Berücksichtigung der Gitterströme, *III* berechnete Kurve für I_g.
Resultate der Messungen
□□□□ I_a, ●●●● I_g
⊙⊙⊙⊙ Resultate des graphischen Verfahrens.

Gitterspannung wurde mit einem Multizellular-Voltmeter gemessen, das für hohe Frequenz unmittelbar mittels eines Röhrenvoltmeters geeicht wurde.

Zur Bestimmung der Hochfrequenzspannung im Anodenkreis diente ein Hitzdrahtinstrument, das in Reihe mit einer gemessenen Kapazität geschaltet war. Zur Aenderung des Wechselstromwiderstandes R_a im Anodenkreise wurden einige zusätzliche Windun-

Digitized by Google

gen der Schwingungskreisspule durch einen zweckmäßig gewählten Widerstand r geschlossen.

Der Widerstand R_a wurde nach der Methode der Resonanzkurven gemessen und daraus die Wechselstromleistung nach der Formel $\mathfrak{N}_a = \frac{\varepsilon_a^2}{R_a}$ bestimmt. Außerdem konnte dieselbe noch zur Kontrolle aus der Differenz zwischen der zur Anode zugeführten und an der Anode verbrauchten Leistung nach der Anodenausstrahlung, mittels eines Bolometers gemessen, bestimmt werden.

16. Die Messungen wurden folgenderweise ausgeführt. An das Gitter des Verdopplers wurde eine gewisse Vorspannung E_g gelegt. Im Anodenkreis wurde ein bestimmter, passend gewählter Widerstand R_a geschaffen und die Gitteramplitude so gewählt, daß die Amplitude im Anodenkreis immer den Wert $\varepsilon_a = 1025$ V behielt. Durch Veränderung der Größe R_a bekam man so eine Reihe von Punkten für jede von den gesuchten Größen. Auf diese Weise erhielt man Kurven, die die Abhängigkeit von der Amplitude der Gitterspannung bei konstanten Werten E_g und ε_a ausdrückten. Dasselbe Verfahren wurde bei anderen Werten von E_g wiederholt. So erhielt man für jede Größe eine Reihe von Kurven. In Bild 13 sind

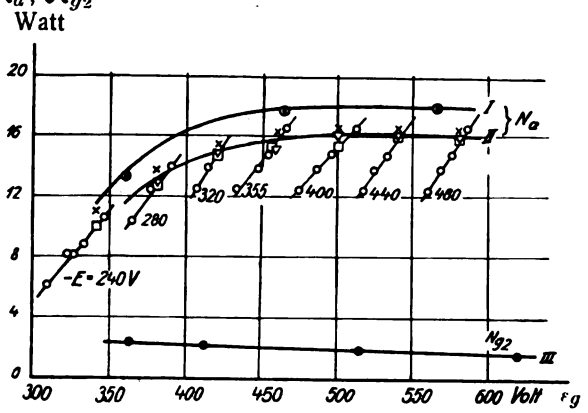


Bild 13.

Experimentell aufgenommene Beziehungen $\mathfrak{N}_a = f(\varepsilon_g)$ bei $E_g = \text{const.}$ und $\mathfrak{N}_a = f(\varepsilon_g)$ bei $E_m = \text{const.}$
I und *II* berechnete Kurven für $\mathfrak{N}_a = f(\varepsilon_g)$ bei $E_m = 103$ V. (*I* ohne und *II* mit Berücksichtigung der Gitterströme).
III Abnahme der Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_{g_2}$ unter der Wirkung der Gitterströme.
Resultate der Messungen
○○○○ $\mathfrak{N}_a$ aus dem Widerstand des Anodenkreises bei $E_g = \text{const}$ berechnet.
□□□□, ▽▽▽▽ $\mathfrak{N}_a$ aus dem Widerstand des Anodenkreises bei $E_m = \text{const} = 103$ V berechnet.
×××× dasselbe, jedoch mit einem Bolometer gemessen.
⊙⊙⊙⊙ Resultate des graphischen Verfahrens.

Kurven aufgetragen, welche die Werte der gemessenen Wechselstromleistung $\mathfrak{N}_a$ ausdrücken.

Auf diesen Kurven zeichnen wir diejenigen Punkte aus, die der Gleichung $E_g + \varepsilon_g = 100$ V entsprechen und eine Kurve bilden, welche die Abhängigkeit des mittleren Anodenstroms I_a und der Wechselstromleistung von der Gitterspannungsamplitude zeigen soll. Die ausgezogenen Kurven I von Bild 12 und 13 sind dagegen in der oben besprochenen Weise berechnet. Berücksichtigt man noch die Verminderung des Anodenstroms und der Wechselstromleistung, weil ein Teil des Emissionsstroms auf das Gitter fällt, so erhält man die Kurven II. Auf den Bildern sind die experimentell gefundenen Werte durch Dreiecke und Vierecke (nach der Messung des Widerstandes des Anodenkreises) und Kreuze (mit dem Bolometer gemessen) bezeichnet[14]).

17. Die Berechnung der Gitterströme geschah auf Grund der experimentell ermittelten Abhängigkeit des Verhältnisses $\frac{\text{Gitterstrom}}{\text{Emissionsstrom}}$ vom Verhältnis $\frac{\text{Gitterspannung}}{\text{Anodenspannung}}$. Durch ein graphisches Verfahren wurden daraus die Größen des mittleren Gitterstromes I_g und die Amplitude der Komponente doppelter Frequenz I_{g2} gefunden.

Um die Kurve für die Abhängigkeit der Wechselstromleistung von der Gitterspannung mit Berücksichtigung der Gitterströme, zu erhalten, muß man die Ordinaten der Kurve I zu Bild 12 um die Größe $\mathfrak{N}_{g2} = \frac{1}{2} I_{g2} \varepsilon_a$ vermindern. Die so erhaltene Kurve sowie auch die Kurve für große Werte $\mathfrak{N}_{g2}$ sind in demselben Bild wiedergegeben.

Die benutzte Methode zur Berechnung der Gitterströme kann man nur als eine grobe Annäherung betrachten, da die Voraussetzung über das Verhältnis der Gitter- und Anodenströme nur im Grenzfall völliger Abwesenheit von Raumladungen und von sekundärer Elektronenemission vom Gitter gerechtfertigt ist[15]).

Schließlich halte ich es für meine angenehme Pflicht meinem Lehrer, Herrn Professor D. Rozansky, für das Thema und für sein aufmerksames Verhalten zu dieser Arbeit meinen besten Dank auszusprechen.

Zusammenfassung.

In dieser Arbeit wird eine Methode zur Berechnung eines Röhrenfrequenzverdopplers mitgeteilt.

Es werden Formeln abgeleitet, welche die Abhängigkeit der Größen der Gleichstrom- und Wechselstromleistung und der entsprechenden Gitterspannungen vom Winkel $\alpha = \omega_1 t$ ausdrücken. Diese Beziehungen werden durch ein graphisches Verfahren zur Ermittlung der Gleichstrom- und Wechselstromleistungen als Funktionen der Gitterspannungen ausgenutzt.

Für alle abgeleiteten Beziehungen sind einfache, angenäherte algebraische Ausdrücke angegeben, welche als Grundlage zur technischen Berechnung dienen können.

Weiter werden praktische Verdopplungsanordnungen angeführt und es werden einige Nebenvorgänge, wie die Rückwirkung auf die vorhergehende Stufe, die Selbsterregung und die Regeneration bei verdoppelter Frequenz, betrachtet.

Schließlich wird ein Vergleich der Berechnung mit experimentellen Daten beim Arbeitsbetrieb des Verdopplers durchgeführt.

Leningrad, Staatl. Phys.-Techn. Institut, Abt. Elektr. Schwingungen.

(Eingegangen am 28. Februar 1930.)

[14]) In den Bildern 12 und 13 sind auch zum Vergleich diejenigen Werte der Wechselstromleistung und des mittleren Anodenstroms aufgetragen, die mittelst einer graphischen Rechnung unmittelbar auf Grund der wirklichen krummlinigen Charakteristik der Röhre erhalten sind.

[15]) F. Tank, Jahrb. d. drahtl. Telegr. und Teleph. 20, S. 82, 1922.

Digitized by Google

Definition der Leistung von Telefoniesendern.

Von **Walter Schäffer.**

Reichs-Rundfunk-Gesellschaft m. b. H., Berlin.

Inhaltsübersicht.

Einleitung.
1. Strahlungsleistung und aufgenommene Leistung.
2. Messung des Antennenwiderstandes.
3. Messung des Antennenstromes.
4. Beziehungen zwischen Trägerstrom einerseits und Spitzen- und Mittelwert des Antennenstromes andererseits.
5. Beispiel.
Zusammenfassung.

Es wäre erwünscht, die Leistung eines Senders in solcher Weise zu bezeichnen, daß man danach die Empfangsfeldstärke an einem Ort in bestimmter Entfernung vom Sender beurteilen könnte. Dementsprechende Vorschläge sind von verschiedenen Seiten gemacht worden, jedoch ließ sich unter Berücksichtigung dieses Gesichtspunktes keine genügend einfache Methode zur Messung der Senderleistung finden, die befriedigt hätte. Es wäre dazu notwendig gewesen, die Leistung eines Senders zu kennzeichnen durch die von ihm verursachte mittlere Feldstärke an einem Empfangsort in bestimmtem Abstand bei ungestörter Strahlungsausbreitung. Solche Feldstärkemessungen sind aber einerseits an sich schon nicht ganz leicht durchzuführen, andererseits würde zu berücksichtigen sein, daß bei jeder Ausstrahlung eines Senders Richtwirkungen mehr oder weniger stark ausgeprägt sind, und daß zumindest nur ein Mittelwert aus vielen Einzelmessungen ein richtiges Bild gegeben hätte. Aber es würde auch der Mittelwert aus einem Polardiagramm noch nicht ausreichen, denn außer einer horizontalen Richtwirkung kommt ja auch noch der Abstrahlwinkel in vertikaler Richtung, insbesondere bei kurzen Wellen, sehr wesentlich in Frage, und Messungen, die diese Erscheinung berücksichtigen, sind wohl einmal in einem Einzelfalle, nicht aber bei der Abnahme jedes Senders durchführbar. Um die Leistung eines Senders durch die von ihm hervorgebrachte Feldstärke wirklich zu definieren, wäre es tatsächlich erforderlich, einen Mittelwert zu bilden aus einer großen Zahl von Messungen sowohl rund um den Sender herum auf der Erdoberfläche, als auch im Raum oberhalb der Erdoberfläche, d. h. auf der Fläche einer um den Sender herum gedachten Halbkugel mit einem bestimmten Radius. Es ist offensichtlich, daß das praktisch undurchführbar ist.

Aus diesen Gründen ist es zweckmäßig, sich darauf zu beschränken, die Leistungsbezeichnung eines Senders nicht auf die von einer Antenne ausgestrahlte, sondern auf die dem Luftdrahtgebilde zugeführte Leistung zu beziehen. Hierin liegt zwar eine gewisse Unbestimmtheit gegenüber der von der Senderanlage wirklich abgegebenen, d. h. ausgestrahlten Leistung, denn ein Antennengebilde kann einen mehr oder weniger guten Strahlungs-Wirkungsgrad haben, und es ist für die Wirkung nach außen hin, auf die es ja einzig und allein ankommt, von Einfluß, wie groß der Strahlungswirkungsgrad der Antenne ist. Man kann sich aber in der Praxis doch mit einer solchen Leistungsangabe begnügen, denn jede Senderanlage wird selbstverständlich mit einer möglichst guten Antenne ausgerüstet werden, und die Wirkungsgrade der Antennen, die nur mit Hilfe der angedeuteten umständlichen Empfangsmessungen ermittelt werden könnten, sind im allgemeinen mit ausreichender Genauigkeit zu schätzen. Die Leistung ist dann:

$$N = R_A \cdot i^2, \qquad (1)$$

wobei R_A der Widerstand des Luftdrahtgebildes und i der für Telephonie in bestimmter Weise zu definierende Antennenstrom ist. Diese Definition wird später noch eingehend erläutert werden. Zur Ermittlung des Widerstandes R_A des Luftdrahtgebildes führt folgender Gedankengang: Das Luftdrahtgebilde ist ein Teil des Antennenkreises. Zu dem Antennenkreise gehören außer dem Luftdrahtgebilde die Abstimm- und Kopplungs-Mittel, über welche die Energiezufuhr erfolgt. Der Widerstand R_A, der den Strahlungswiderstand des Luftleiters zuzüglich Verlustwiderstand im Draht und den Erdverlustwiderstand enthält, ist ein Teil des gesamten Widerstandes R_g des Antennenkreises. Auf verschiedene Arten, z. B. nach der Substitutionsmethode, lassen sich der Gesamtwiderstand des Antennenkreises R_g, sowie die Verlustwiderstände in Kopplungs- und Abstimmmitteln R_v messen. Der Antennenwiderstand R_A ergibt sich dann aus

$$R_A = R_g - R_v. \qquad (2)$$

Die Schaltweise zur Widerstandsmessung nach der Substitutionsmethode ist in Bild 1 gezeigt.

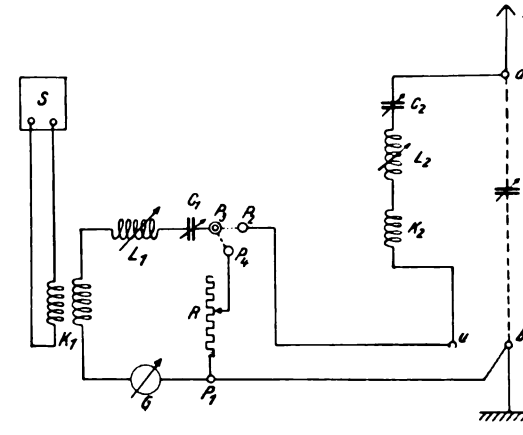


Bild 1.
Schaltung zur Messung des Antennenwiderstandes.

Von einem Hilfssender S wird über die Kopplung K_1 einem Hilfskreis, der aus der Selbstinduktion L_1, der Kapazität C_1 und aus dem regelbaren Widerstand R besteht, und in dem der Strommesser G liegt, Energie zugeführt. Der Hilfskreis muß auf dieselbe Welle eingestellt sein, wie der eigentliche Antennenkreis, der aus dem Luftdrahtgebilde A, dem Abstimmkondensator C_2, der Abstimm-Selbstinduktion L_2 und der Kopplungsspule K_2 bestehen möge. Der

Digitized by Google

Antennenkreis sei bei u unterbrochen. Seine Erdseite möge mit dem Punkt P_1 des Hilfskreises verbunden sein, der andere Pol der Unterbrechungsstelle sei zu dem Kontakt P_2 eines Umschalters geführt, dessen Drehpunkt P_3 sein möge. Dieser Schalter kann also so gestellt werden, daß eine Verbindung P_3/P_2 hergestellt ist; so daß der Antennenkreis in Serie mit den Abstimmungsmitteln C_1, L_1, der Kopplungsspule K und dem Ampèremeter G liegt. Ist der Umschalter so gestellt, daß eine Verbindung zwischen P_3 und P_4 besteht, so ist der Hilfskreis über den Widerstand R geschlossen, während der Antennenkreis bei P_2 einpolig abgeschaltet ist.

Die Messung geht folgendermaßen vor sich: Um sich zu überzeugen, daß Meßkreis und Antennenkreis auf die gleiche Welle abgestimmt sind, bei der die Widerstandsmessung vorgenommen werden soll, wird vorerst der Umschalter so gestellt, daß eine Verbindung zwischen P_3 und P_4 besteht. Der Widerstand R soll hierbei auf einen mittleren, dem zu erwartenden Antennenwiderstand etwa entsprechenden Wert eingeregelt werden. Die Welle des Hilfssenders S muß mit der Eigenwelle des Hilfskreises in Uebereinstimmung gebracht werden (Ausschlagsmaximum am Instrument G), durch Abstimmung von C_1 und L_1. Hierauf verbindet man mit Hilfe des Umschalters die Punkte P_2 und P_3 und unterbricht P_3 und P_4. Dann liegt der Hilfskreis (ohne den Meßwiderstand R) in Serie mit dem Antennenkreise. Durch Nachstimmung von C_2 und L_2 kommt man wieder auf Resonanz und hat dadurch erreicht, daß die Eigenwellen von Hilfskreis und Antennenkreis einander gleich sind. Das Antennengebilde stellt nun zwischen P_1 und P_2 einen ohmschen Widerstand dar, der durch den Widerstand R ersetzt werden kann. Hierzu wird der Umschalter wieder in seine erste Stellung gebracht, so daß eine Verbindung zwischen P_3 und P_4 und eine Unterbrechung zwischen P_3 und P_2 besteht. Regelt man den Widerstand R so ein, daß der Ausschlag am Ampèremeter derselbe ist, wie vorher, als Hilfskreis und Antennenkreis in Serie geschaltet waren, dann ist der Widerstand R gleich dem des Antennenkreises. Mit einer gewöhnlichen Gleichstrombrücke kann der Wechselstrom-Widerstandswert von R gemessen werden, unter der Voraussetzung, daß

1. der Widerstand induktionsfrei ist;
2. der Durchmesser des Widerstandsdrahtes so gering ist, daß der Skineffekt vernachlässigt werden kann.

Hiernach kennt man aber nur den Widerstand des gesamten Antennenkreises R_g. Um die Größe des Antennenwiderstandes R_A zu ermitteln, kann man den eigentlichen Luftleiter z. B. bei a abschalten und zwischen a und b einen Luftkondensator C_3 einschalten, von dem angenommen werden kann, daß er verlustlos ist. Wiederholt man nun die Messung, indem man den Rest des Antennenkreises nach Abschaltung des Luftleiters mit Hilfe des Luftkondensators C_3 und evtl. C_2 wieder auf Abstimmung gebracht hat, so erhält man den Verlustwiderstand R_v von Abstimm- und Kopplungsmitteln im Antennenkreise. Die Differenz der Widerstandswerte, die man im ersten und zweiten Falle als Meßergebnis erhalten hat, ergibt gemäß Formel (2) den Widerstand des Luftdrahtgebildes R_A, bestehend aus Strahlungs-, Erd- und Verlustwiderstand im Kupferdraht der Antenne.

Bei dieser Art der Messung würde man den wahren Antennenwiderstand nur messen, wenn die Eigenwelle der Antenne ein Viertel der Wellenlänge ist. Ist das nicht der Fall, so erhält man nicht den wahren Widerstandswert, sondern einen Pseudowiderstand; dieser Pseudowiderstand ergibt aber in jedem Falle mit dem Quadrat des Stromwertes, den das Antennenampèremeter an der entsprechenden Stelle eingeschaltet anzeigt, multipliziert die wahre im Luftdrahtgebilde schwingende Leistung.

Bei wesentlich kürzeren Wellen als den Rundfunkwellen kann die Messung nach der Substitutionsmethode mit zu großen Fehlern behaftet sein, und ist deshalb durch eine andersartige, z. B. kalorimetrische zu ersetzen.

Wenn es sich nur darum handelte, die Leistung einer von einem Sender erzeugten ungedämpften (unmodulierten) Schwingung zu kennzeichnen, so wäre in die Formel (1) der mit einem Ampèremeter zu messende Antennenstrom einzusetzen. Anders liegen aber die Verhältnisse bei einem Telephoniesender. Die drahtlose Telephonie kommt bekanntlich dadurch zustande, daß die Amplitude bzw. der Effektivwert der hochfrequenten, ursprünglich ungedämpften Schwingung im niederfrequenten Rythmus moduliert wird. Dabei sind verschiedene Arbeitsweisen von Telephoniesendern möglich, nämlich

1. diejenige, bei der der Antennenstrom unabhängig von dem Grade der Modulation gleich dem arithmetischen Mittelwert zwischen dem Mindest- und dem Spitzenwert (Trägerstrom) ein konstanter Wert ist;
2. diejenige, bei der die Amplitude des Trägerstromes sich mit der Stärke der Modulation ändert, so daß der Trägerstrom im Ruhezustande überhaupt kein Maß für die Senderleistung ist.

Würde man in Formel (1) den *effektiven Antennenstrom während des Modulationsvorganges* einsetzen und die sich daraus ergebende Leistung berechnen, so würde das Ergebnis einen Telephoniesender keineswegs kennzeichnen, weil die Empfangslautstärke nicht nur von der Senderleistung, sondern in gleichem Maße von seiner Durchsteuerung (Modulation) abhängt. Man muß also zur Kennzeichnung der zu erwartenden Empfangslautstärke unter allen Umständen den Modulationsgrad des Senders angeben. Bei der Bezeichnung des Modulationsgrades wäre es aber sehr wenig übersichtlich, wenn man hierbei auf den effektiven, vom Antennenampèremeter angezeigten Antennenstrom während der Modulation Bezug nehmen wollte. Bezieht man dagegen den Modulationsgrad auf den sich während der niederfrequenten Modulation ergebenden *arithmetischen Mittelwert des hochfrequenten Effektivstromes*, das ist der Trägerstrom, so sind die Verhältnisse leicht zu übersehen. Man kann sich den Vorgang der Telephonie im einfachsten Falle so vorstellen, daß ursprünglich eine ungedämpfte Schwingung (Trägerstrom) vorhanden ist, dessen Effektivwert sich in Abhängigkeit vom Grade der Modulation im niederfrequenten Rythmus ändert. Der Modulationsgrad M ist zweckmäßig in Prozenten des Trägerstromes anzugeben. Würde z. B. dieser Trägerstrom ursprüng-

Digitized by Google

lich $i = 10$ Ampère betragen haben, und ändert er sich während der Modulation im Maximum um 7 Ampère nach oben und unten, d. h. von 3 auf $= J$ 17 Amp., so würde man von einem 70proz. Modulationsgrad sprechen, da

$$M = \frac{J-i}{i} \cdot 100\% = \frac{7}{10} \cdot 100\% = 70\% \quad (3)$$

ist.

Um in jedem Falle ein eindeutiges Meßergebnis für die Leistungsfähigkeit des Senders zu erreichen, ist es notwendig, daß die Messung bei der größtmöglichen Modulation vorgenommen wird.

Der zulässige Modulationsgrad ist abhängig von der Form der Telephonie-Charakteristik des Senders. Da diese nicht absolut, vor allem aber nicht auf einem unbegrenzten Bereich gradlinig ist, treten Verzerrungen durch entstehende Oberschwingungen auf. Als Definition des zulässigen Modulationsgrades könnte das folgende gelten:

Die zulässige Höchstgrenze des Modulationsgrades ist dann erreicht, wenn der Effektivwert des entstehenden Oberschwingungsgemisches einen noch nicht störenden Prozentsatz des Effektivwertes der Grund- und aller Oberschwingungen beträgt.

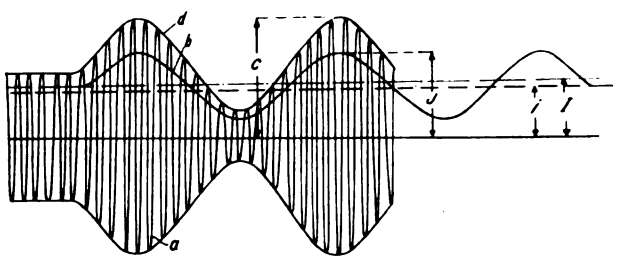


Bild 2.

Niederfrequent modulierter Hochfrequenzstrom.

In Bild 2 ist der Verlauf der Hochfrequenz-Schwingung durch die Kurve a dargestellt. Die Kurve b zeigt, wie man sich den Verlauf des effektiven Trägerstromes zu denken hat, wenn er niederfrequent moduliert ist. Man erhält Kurve b durch Division der Werte der die Kurve a einhüllenden Kurve d durch $\sqrt{2}$. Ein in den Antennenkreis eingeschaltetes, geometrisch anzeigendes Ampèremeter würde dabei einen Wert I anzeigen, der der strichpunktierten Linie entspricht. Um zu dem arithmetischen Mittelwert des gedachten hochfrequenten Effektivstromes, der niederfrequent moduliert ist, zu gelangen (Trägerstrom i), muß man noch den hochfrequenten Amplitudenwert C kennen, der mit Hilfe eines Spitzen-Rohrvoltmeters gemessen werden kann. Durch Division durch $\sqrt{2}$ erhält man den Spitzenwert J der Kurve b.

Aus dem Wert J ergibt sich durch Division durch $\sqrt{2}$ der Wert I.

I = Geometrischer Mittelwert des modulierten hochfrequenten Effektivstromes. (Vom Antennenampèremeter während der Modulation gemessen.)

i = der gesuchte arithmetische Mittelwert dieses Stromes (Trägerstrom).

$J = \frac{C}{\sqrt{2}}$ = Höchstwert des modulierten Trägerstromes.

Der Verlauf des hochfrequenten Antennenstromes, dargestellt durch Kurve a in Bild 2, ist gegeben durch

$$a = \sqrt{2}\, i \sin\omega t \left(1 + \frac{M}{100} \sin \omega_1 t\right) \quad (4)$$

Dabei ist ω die hochfrequente Kreisfrequenz, M der Modulationsgrad, ω_1 die niederfrequente Kreisfrequenz und t die Zeit.

Das Quadrat des geometrischen Mittelwertes ist

$$I^2 = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} a^2 d\omega_1 t = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} 2 i^2 \sin^2\omega t \left(1 + \frac{M}{100} \sin \omega t\right)^2 d\omega_1 t$$

Durch Ausrechnung des Integrals ergibt sich

$$I = i\sqrt{1 + \tfrac{1}{2}\left(\frac{M}{100}\right)^2} \quad (5)$$

Der Höchstwert des modulierten Trägerstromes folgt aus (4), indem man $\sin\omega t$ und $\sin\omega_1 t$ gleich 1 setzt und durch $\sqrt{2}$ dividiert, zu

$$J = i\left(1 + \frac{M}{100}\right) \quad (6)$$

Aus (5) und (6) kann man M eliminieren und i berechnen, man erhält

$$i = \frac{J}{3}\left(1 + \sqrt{6\left(\frac{I}{J}\right)^2 - 2}\right) \quad (7)$$

Die Nennleistung des Senders ist dann nach (1)

$$N = i^2 R_A,$$

wenn R_A der vorher ermittelte Antennenwiderstand ist. Die auf diese Weise errechnete Leistung ist zwar nicht die wirkliche Leistung, die dem Luftdrahtgebilde bei Modulation zugeführt wird, kennzeichnet aber die Wirkung des Senders bei Telephonie, wenn noch der höchstzulässige Modulationsgrad angegeben wird.

Nachdem in der vorher beschriebenen Art der Luftdrahtwiderstand R_A ermittelt wurde, wird der Strom I, wie erwähnt, durch das in der Antenne liegende Ampèremeter gemessen. Die Messung des hochfrequenten Amplitudenwertes C geschieht auf folgende Weise: In Bild 3 ist das prinzipielle Schaltbild gezeigt. An eine in die Antenne eingeschaltete Schleife wird bei D die zur Spitzenspannungsmessung erforderliche Einrichtung angekoppelt. Es ist dies zweckmäßigerweise ein Röhrenvoltmeter, bei dem die zu messende Wechselspannung durch eine Gleichspannung g kompensiert wird.

Mit Hilfe dieser Meßanordnung kann man nach einer vorher durchgeführten einfachen Eichung den wahren Spitzenwert des hochfrequenten Stromes in der Antenne feststellen.

Die Ermittlung der der Antenne zugeführten Leistung in der beschriebenen Art führt aber nur dann zu einem richtigen Ergebnis, wenn die niederfrequente Modulation sinusförmig vorgenommen wird. Die Fehler bei etwaiger geringer Abweichung von der

Digitized by Google

Sinusform sind so klein, daß sie vernachlässigt werden können.

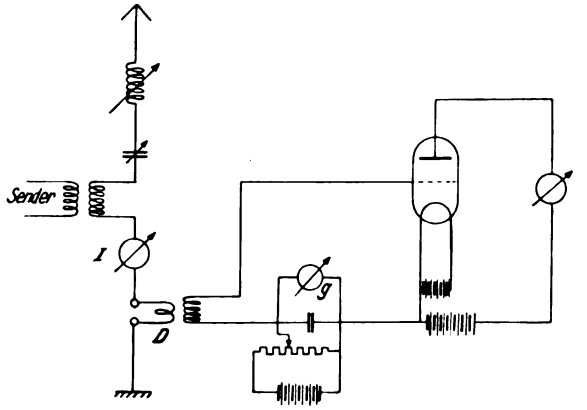


Bild 3.
Schaltung zur Messung von Spitzenwerten des Antennenstromes.

Zur Erläuterung diene folgendes Beispiel:

Die vorher beschriebenen Messungen an einem Sender mögen die folgenden Zahlenwerte ergeben haben:

1. Der Antennenwiderstand sei $R_A = 100\ \Omega$,
2. der geometrische Mittelwert des Antennenstromes, gemessen durch ein in die Antenne eingeschaltetes Ampèremeter bei höchstzulässiger Modulation, wobei die zulässige Höchstgrenze des Modulationsgrades mit Rücksicht auf den früher beschriebenen Gesichtspunkt zu ermitteln ist, sei
$$J = 35{,}2 \text{ Amp.}$$
3. der hochfrequente Amplitudenwert während der Modulation, gemessen mit Hilfe eines Spitzenröhrenvoltmeters, das an die Antenne angekoppelt ist, sei
$$C = 76 \text{ Amp., daher } J = \frac{76}{\sqrt{2}} = 53{,}6 \text{ Amp.}$$

Dann ergibt sich der Trägerstrom nach Formel (7) zu

$$i = \frac{J}{3}\left(1 + \sqrt{6\left(\frac{I}{J}\right)^2 - 2}\right)$$

$$= \frac{53{,}6}{3}\left(1 + \sqrt{6\left(\frac{35{,}2}{53{,}6}\right)^2 - 2}\right) = 31{,}6 \text{ Amp.}$$

Die Nennleistung nach (1) zu

$$N = i^2 R_A = (31{,}6)^2 \cdot 100 = 100 \text{ kW.}$$

Der Modulationsgrad nach (3) zu

$$M = \frac{J - i}{i} 100\,\% = \frac{53{,}6 - 31{,}6}{31{,}6} 100\,\% = 70\,\%$$

Der Sender wäre zu bezeichnen als ein Sender mit einer Leistung von 100 KW bei einem höchstzulässigen Modulationsgrad von 70%.

Wie vorher ausgeführt, ist diese Art der Ermittlung der Senderleistung in jedem Falle richtig, gleichgültig, ob die Größe des Trägerstromes unabhängig vom Modulationsgrade ist oder nicht. Soll der Trägerstrom, wie bei den meisten bestehenden Telephoniesendern unabhängig vom Modulationsgrad, d. h. konstant sein, so muß der Ruhestrom, also der Antennenstrom beim Modulationsgrad Null gleich dem Trägerstrom i sein, der nun mit einem Ampèremeter direkt gemessen werden kann. Durch einen Vergleich des so gemessenen Wertes mit dem aus der Formel (7) zu errechnenden läßt sich übrigens erkennen, ob der Trägerstrom während der Modulation exakt konstant ist oder nicht.

Auf der Haager Konferenz des C. C. J. R. im Oktober des Jahres 1929 waren diese Ueberlegungen Grundlage für den Vorschlag betreffend die Definition der Leistung von Telephoniesendern.

Zusammenfassung.

Zur Definition der Leistung von Telephoniesendern muß man den Widerstand des Luftdrahtgebildes, den man mit der Substitutionsmethode messen kann, sowie den Antennenstrom bestimmen. Der Antennenstrom ist bei Sendern, deren Trägerstrom bei der Modulation konstant bleibt, mit dem Antennenampèremeter zu messen, bei Sendern mit veränderlichem Trägerstrom läßt sich ein mittlerer Trägerstrom auf Grund von Spitzen und Mittelwerten des Antennenstromes angeben. Dieser Wert muß zur Leistungsbestimmung benutzt werden.

(Eingegangen am 5. April 1930.)

Eigenschaften von ultrakurzen Wellen.

Von **Karl Stoye**, Quedlinburg am Harz.

Die Untersuchungen wurden in den Monaten November 1929 bis März 1930 im nördlichen Vorlande des Harzes unternommen, um eine Orientierung über die Ausbreitung von ultrakurzen Wellen zu bekommen. Das Gelände ist die typische Vorharzlandschaft mit Höhen und Talmulden. Geologisch ist das Gebiet um Quedlinburg ziemlich einheitlich, da es nur aus Kreidesandsteinen und diluvialen Ablagerungen besteht.

Apparatur.

Als Sender wurde ein Gegentaktsender von 12 Watt Anodenleistung benutzt. Durch tonfrequenten Wechselstrom wurde die Welle moduliert. Als Sendeantenne wurde die von J. Fuchs-Wien vorgeschlagene erdungs- bzw. gegengewichtslose Anordnung benutzt, da sie sich bei allen Versuchen auf dem Gebiete der ultrakurzen Wellen sehr bewährt hatte. Der Empfänger war nach der von Dr. E. Busse-Jena entwickelten Superregenerativ-Schaltung gebaut. Obwohl andere Schaltungen — wie Gegentakt- und Hartley-Empfänger — angewandt wurden, zeigte sich der obengenannte Superregenerativempfänger allen an Empfindlichkeit überlegen. Die Antennenlänge war beim Sender gleich der Wellenlänge. Beim Empfänger wurde keine Antenne verwendet.

Digitized by Google

Empfangsergebnisse.

Mit $\lambda = 3{,}40$ m wurde bei einer Höhe des Senders von 12 m über dem Erdboden eine Reichweite von nahezu 7 km erzielt. Da sowohl in der Stadt von Keller zu Keller, wie in hügeligem Gelände mit $\lambda = 3{,}40$ m eine Verbindung nicht möglich war, wurden Versuche mit $\lambda = 5{,}00$ m unternommen. Es zeigte sich, daß diese Welle sehr gut auch in tiefer

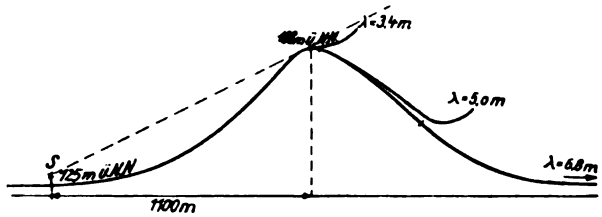


Bild 1.

gelegenen Kellern und Talmulden empfangen werden konnte. Nach Feststellung dieser Verhältnisse wurde mit den Wellenlängen von 3,40—5,00—6,80 m eine Versuchsreihe durchgeführt, die neue Aufschlüsse über die Eigenschaften der ultrakurzen Wellen gibt. In einer Entfernung von 1,1 km vom Sender befindet sich ein nach beiden Seiten ziemlich steil abfallender Höhenzug (188 m über N. N.). Während die 3 m-Welle schon wenige (bis 8 m) Meter hinter dem höchsten Punkte unhörbar wurde, war die 5 m-Welle bis zur Mitte und die 6,80 m-Welle bis hinunter noch zu hören (Bild 1). Dabei mußte der Empfänger beim Empfang der 5 m-Welle, um noch lautstarken Empfang zu bekommen, um so höher gehoben werden, je mehr man den Berghang hinabschritt. Uebereinstimmend mit diesem Verhalten der einzelnen Wellen ergab sich dann auch, daß die 5 m-Welle, und ganz besonders die 7 m-Welle, aus der Flußaue auf das Plateau des Vorlandes hinaufgreift. Die Welle von 6,80 m war über ein mehrere Kilometer breites Gelände von Höhen und Mulden mit guter Lautstärke zu empfangen.

Zusammenfassung.

Die bisherigen Ergebnisse zeigen, daß die ultrakurzen Wellen sich hinsichtlich der Ausbreitung in unebenem Gelände verschieden verhalten. Je länger die ultrakurze Welle, desto besser überwindet sie Höhen und desto tiefer taucht sie in Senken ein.

(Eingegangen am 11. April 1930.)

Patentschau.

Von **Carl Lübben.**

Herstellung piezoelektrischer Einrichtungen.

D.R.P. 491 716, Klasse 21g, Gruppe 31 (Telefunken), Pat. vom 31. März 1928, ausgegeben am 13. Februar 1930.

Gemäß der Erfindung sollen piezoelektrische Einrichtungen aus kristallinen oder amorphen festen Stoffen dadurch hergestellt werden, daß diese Stoffe einer starken Erwärmung und gleichzeitig einem starken elektrischen Felde ausgesetzt werden. Durch die starke Erwärmung werden die Molekülverbände in den betr. Körpern gelockert, so daß das starke Feld viele oder nahezu alle piezoelektrischen Momente ausrichten kann.

Piezoelektrische Wellenkontrolle.

D.R.P. 491 603, Klasse 21a^4, Gruppe 29 (Int. Stand. El. C. — Amer. Prior. vom 7. Juni 1927), Pat. vom 6. Mai 1928, ausgegeben am 15. Februar 1930.

Die in Bild 1 dargestellte Anordnung soll dazu dienen, die Resonanzkennlinie bei piezoelektrischer

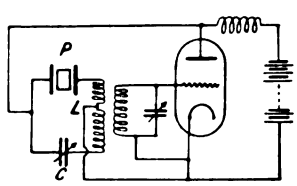


Bild 1.

Wellenkontrolle zu verbessern. Die Kapazität des Piezokristalls bildet gewissermaßen einen nicht selektiven Nebenschluß zur selektiven Kristallkopplung. Diese schädliche Kapazität soll dadurch kompensiert werden, daß der Piezokristall P mit einem Ausgleichskondensator C und der Kopplungsselbstinduktion L in einer Brücke geschaltet sind, so daß die Kapazität des Piezokristalls durch die Zusatzkapazität C neutralisiert wird.

Kurzwellen-Sendeeinrichtung.

Brit. Pat. 323 237 (Marconi, 27. September 1928), veröffentlicht am 27. Dezember 1929.

Beim Senden von ultrakurzen Wellen unter 10 m Wellenlänge treten sehr leicht starke Störungen durch Körper auf, die zwischen Sender und Empfänger

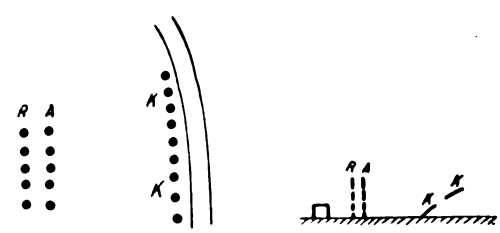


Bild 2.

Bild 3.

liegen. So machen sich z. B. Kraftwagen auf Landstraßen in der Nähe des Senders beim Vorbeifahren störend bemerkbar. Diese Störungen sollen durch eine in Bild 2 wiedergegebene Schirmanordnung K, K beseitigt werden, die vor der Landstraße zwischen Antennensystem A mit Reflektorsystem R angeordnet ist. Die Drähte, die das Schirmsystem K, K bilden, können zweckmäßig in mehreren Teilen tunnelartig die Straße überdecken, wie dies das Bild 3 erkennen läßt.

Digitized by Google

Fading-Beseitigung.

Brit. Pat. 323 331 (Dicker, 26. November 1928), veröffentlicht am 19. Februar 1930.

Zur Fading-Beseitigung wird die in Bild 4 dargestellte Antennenanordnung beim Sender oder Empfänger vorgeschlagen, die aus zwei Raumstrahlantennen 1, 2 mit Reflektorsystemen 3, 4 besteht. Die

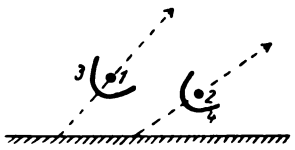


Bild 4.

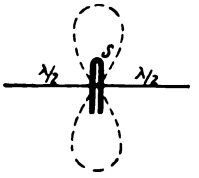


Bild 5.

beiden Antennensysteme sind so angeordnet, daß sie verschiedene Raumstrahlwinkel aufweisen. Die in Bild 5 dargestellte Anordnung wird als Antennensystem angegeben. Die Antenne besteht aus zwei Halbwellenteilen, die durch eine nichtstrahlende Halbwellenschleife *S* verbunden sind.

Schaltung für Rahmenantennen.

D.R.P. 491 604, Klasse 21a⁴, Gruppe 46 (Nederland. Tel. Maatsch. „Radio Holland", Holl. Prior. vom 21. März 1927), Pat. vom 16. März 1928, ausgegeben am 15. Februar 1930.

Zur Beseitigung des sogenannten Antenneneffektes (ungerichtete Empfangskomponente) wird die in Bild 6 dargestellte Anordnung vorgeschlagen, bei

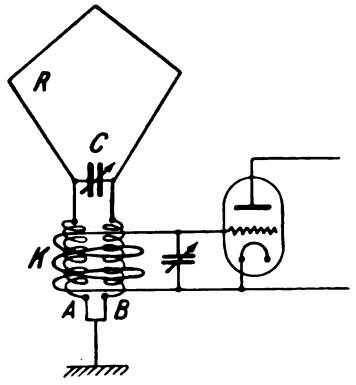


Bild 6.

der die mit dem Rahmenkreis verbundene Kopplungsspule in zwei Teilen *A* und *B* derart um einen Zylinder gewickelt ist, daß die eine Spule links herum, die andere rechts herum läuft. Ueber beiden Spulen ist die mit dem Empfänger verbundene Spule *K* gewickelt. Ungerichtete Empfangsströme durchlaufen beide Spulen *A*, *B* in gleicher Richtung und kompensieren sich daher in *K*, während gerichtete Ströme die Spulen *A*, *B* nacheinander, also gegenläufig, durchlaufen und sich addieren.

Kurzwellen-Antennenanordnung.

D.R.P. 489 918, Klasse 21a⁴, Gruppe 46 (Telefunken), Pat. vom 23. April 1927, ausgegeben am 25. Januar 1930.

Bei Verwendung von einer einzigen Raumstrahlantenne werden oft sehr gute Ergebnisse erzielt, während in anderen Fällen die Ergebnisse nicht günstig sind, wegen der verschiedenen Ausbreitungsvorgänge zu bestimmten Tageszeiten. Erfindungsgemäß soll die in Bild 7 dargestellte Antennenanordnung bessere Ergebnisse liefern. Diese Anordnung

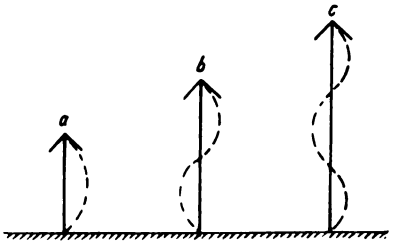


Bild 7.

besteht aus mehreren Raumstrahlantennen *a*, *b*, *c*, die verschiedene optimale Raumstrahlwinkel besitzen, so daß die gesamte Antennenanordnung nicht mehr einen eng begrenzten Raumstrahlwinkel besitzt.

Zuleitung für Kurzwellenantennen.

D.R.P. 491 416, Klasse 21a⁴, Gruppe 64 (Radio Corp. of America, amer. Priorität vom 18. Januar 1927), Pat. vom 27. Oktober 1927, ausgegeben am 10. Februar 1930.

Bei Kurzwellenantennen haben häufig die Zuleitungen zur Antenne eine derartige Länge (größer als eine Wellenlänge), daß sich in ihr stehende Wellen bilden, die große Verluste verursachen können. Erfindungsgemäß soll dieser Nachteil dadurch behoben werden, daß die Kopplung der Zuleitungen *l* (Bild 8)

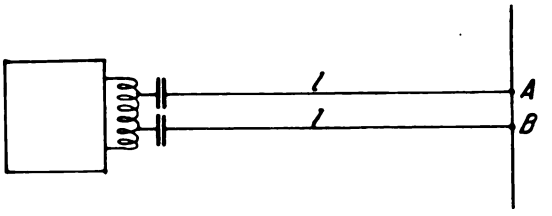


Bild 8.

mit der Antenne symmetrisch an zwei solchen Punkten *A* und *B* erfolgt, daß die Impedanz des Antennenstückes zwischen den beiden Kopplungspunkten gleich der charakteristischen Impedanz der Uebertragerleitung *l* ist. Ein einfaches Verfahren zur Feststellung, ob die Punkte *A* und *B* richtig liegen, kann durch drei Amperemeter erfolgen, die in ungleichen Abständen in eine Zuleitung *l* eingeschaltet werden.

Raumstrahlantenne.

D.R.P. 491 605, Klasse 21a⁴, Gruppe 66 (Marconi, Brit. Priorität vom 26. Januar 1928), Pat. vom 23. Januar 1929, ausgegeben am 15. Februar 1930.

Die Erfindung betrifft Antennen, bei denen die Ausstrahlung von abwechselnden halben Wellenlängenabschnitten unterdrückt oder verringert wird (vgl. D.R.P. 427 599). Erfindungsgemäß soll eine Strahlung unter einem Winkel gegen die Horizontale dadurch erzielt werden, daß die Teile, in denen die Strahlung unterdrückt wird, von einer halben Wellenlänge verschieden, zweckmäßig länger sind. Bei der in Bild 9

Digitized by Google

dargestellten Anordnung, bei der der nichtstrahlende Schleifenteil *b* eine halbe Wellenlänge beträgt, ergibt sich eine Strahlung, die aus der punktierten Kurve ersichtlich ist. Ist der Teil *b* wesentlich größer als eine halbe Wellenlänge, so ergibt sich die aus dem Bild 10 ersichtliche Strahlung.

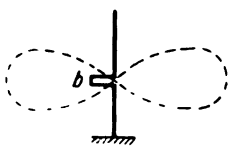


Bild 9.

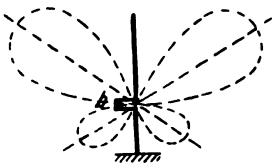


Bild 10.

Antenne mit strahlungsfreien Abschnitten.

Brit. Pat. 322714 (Green, 19. September 1928), veröffentlicht am 5. Februar 1930.

Die Erfindung betrifft Antennen, bei denen abwechselnde Halbwellenabschnitte vorgesehen sind, für die die Strahlung unterdrückt wird. Gemäß der Erfindung soll dies durch sogenannte Phasenumkehrspulen erreicht werden. Bild 11 zeigt eine Antenne, bei der in Abständen von ca. einer halben Wellenlänge Spulen *L* eingeschaltet sind, die die Phasenumkehr herbeiführen. Bei der in Bild 12 dargestellten

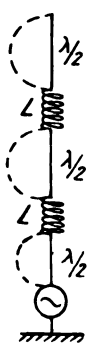


Bild 11.

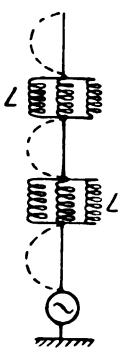


Bild 12.

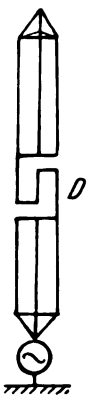


Bild 13.

Anordnung sind für jeden Abschnitt mehrere Parallelspulen *L* vorgesehen. Bei der in Bild 13 dargestellten Anordnung ist die Spule durch einen schleifenförmig geführten Draht *D* ersetzt, der so geführt ist, daß die Strahlung für diesen Teil unterdrückt wird.

Spiegelantennensystem.

D.R.P. 492311, Klasse 21a⁴, Gruppe 46 (Scheller), Pat. vom 29. Mai 1926, ausgegeben am 21. Februar 1930.

Für Spiegelflächen bei Antennensystemen hat man Flächen verwendet, die aus einzelnen Drähten gebildet waren. Die Versuche haben ergeben, daß eine vollständige Spiegelung oder Abschirmung nach rückwärts auf diese Weise nicht erzielt wurde. Auch die Verwendung von vielen neben- und hintereinander gleichmäßig verteilten Drähten war nicht erfolgreich. Betrachtet man ein Spiegelsystem mit einer Antenne *a* (Bild 14) in der Brennlinie des Spiegels *b-c-d-e-f-g-h-*, so erkennt man, daß bei richtiger Phase und Stromstärke wohl der Draht *e* alle Energie in der Spiegelrichtung *e-a* zurückstrahlen kann, daß aber die Drähte *c* und *g* z. B. dies nicht vermögen, da ihre Lage für die von *a* kommende Energie für die Spiegelrichtung nach vorwärts und rückwärts symmetrisch ist und sie daher ebenso stark nach vorwärts als nach rückwärts strahlen müssen. Die Abschirmung muß daher unvollkommen sein. Erfindungsgemäß soll nun die Wirkung dadurch verbessert werden, daß im richtigen Abstand hinter dem ersten Spiegel weitere Spiegel angeordnet werden, die die Rückwärtsstrahlung des davor liegenden Spiegels auffangen und in der richtigen Richtung zurückstrahlen. Ein solcher Spiegel mit einer Brennweite von dreiviertel der Wellenlänge wird z. B. durch die Drähte *i*, *k*, *l*, *m*, *n* gebildet. Eine Verminderung der Streuung kann ferner durch Drähte *o*, *p* erzielt werden, die in einem Abstand gleich einem Viertel oder Dreiviertel der Wellenlänge vor dem Spiegel angeordnet sind, so daß die direkte Strahlung von der Antenne *a* zurückgeworfen und nur eine Strahlung von den Spiegeln erfolgt.

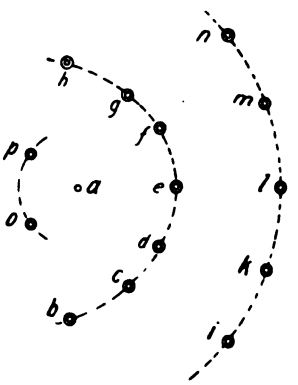


Bild 14.

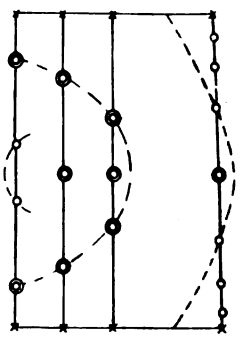


Bild 15.

Um eine einfache Anbringung der Spiegeldrähte zu erzielen, wird die in Bild 15 dargestellte Anordnung vorgeschlagen, bei der die Drähte in Ebenen liegen, die an Stangen zu beiden Seiten befestigt oder aufgehängt werden. Die Lagefehler der Drähte gegenüber den parabolischen Spiegelflächen können durch Verschiebung der Phase ihrer Ströme ausgeglichen werden, indem man z. B. die Drähte etwas länger oder kürzer macht.

Kompensierung der akustischen Rückkopplung.

D.R.P. 492256, Klasse 21a², Gruppe 38 (AEG), Pat. vom 1. September 1928, ausgegeben am 19. Februar 1930.

Die bei Besprechungs- und Musikübertragungsanlagen leicht auftretende akustische Rückkopplung soll erfindungsgemäß dadurch beseitigt werden, daß in die Zuleitungen zu den einzelnen Lautsprechern Kettenglieder als Verzögerungselemente eingeschaltet werden, die so bemessen sind, daß die von der Lautsprechergruppe am Mikrophonort erzeugte Schallleistung für die Frequenz, für welche die Neigung zur akustischen Rückkopplung vorhanden ist, möglichst klein wird.

Wahlweiser Betrieb von Röhren mit Netz- oder Batterieheizung.

D.R.P. 491886, Klasse 21a⁴, Gruppe 75 (Sachsenwerk), Pat. vom 29. August 1928, ausgegeben am 24. Februar 1930.

Digitized by Google

Bei der in Bild 16 und 17 dargestellten Schaltung sind zwei Buchsenpaare 1,2 und 3,4 so mit Heizfaden

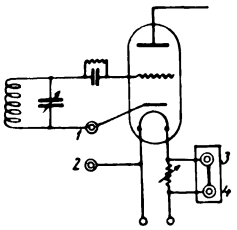


Bild 16.

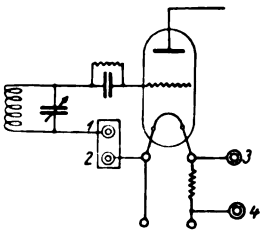


Bild 17.

und Heizwiderstand verbunden, daß durch Einsetzen eines Verbindungssteckers in die Buchsen 3,4 für Benutzung indirekt beheizter Röhren der Heizwiderstand überbrückt ist (Bild 16), während für Batterieheizung die Buchsen 1,2 überbrückt werden und der Gitterkreis unmittelbar mit der Kathode verbunden ist (Bild 17).

Herstellung von Glühkathoden.

D.R.P. 491 713, Klasse 21g, Gruppe 13 (Huth), Pat. vom 26. Februar 1924, ausgegeben am 13. Februar 1930.

Die Herstellung von thoriumhaltigen Glühkathoden soll erfindungsgemäß in der Weise erfolgen, daß man mit dem Kristall einer kristallinisch leicht schmelzbaren Thoriumverbindung, z. B. Thoriumnitrat, an dem glühenden Träger in Gegenwart von Sauerstoff entlang fährt und hierbei die Verbindung zum Schmelzen bringt.

Spiegelungsgerät für Fernsehen.

D.R.P. 492 080, Klasse 21a¹, Gruppe 32 (Holweck, Franz. Priorität vom 6. März 1928), Pat. vom 6. März 1928, ausgegeben am 18. Februar 1930.

Die Erfindung betrifft ein Spiegelungsgerät mit einem besonderen Spiegel, dessen Fläche formveränderlich ist, so daß ohne Ortsveränderung des Spiegels die Spiegelungsverhältnisse geändert werden können. Der Spiegel S (Bild 18) besitzt als Unterlage

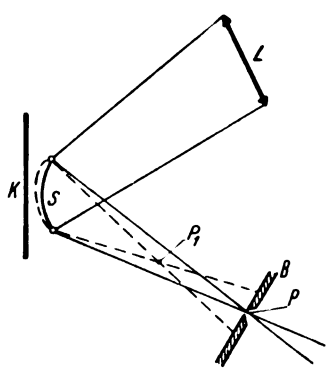


Bild 18.

für die reflektierende Fläche ein dünnes Häutchen aus Celluloid oder dgl., das zweckmäßig durch Verdampfen einer geeigneten Lösung erhalten werden kann. Dies kann z. B. in der Weise geschehen, daß Glasringe auf ein Quecksilberbad gelegt werden und eine Zellstofflösung aufgegossen wird. Zieht man die

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
*491 416	21 a¹/64	10. 2. 30	Kurzwellenantenne
491 423	21 g/13	13. 2. 30	Verfahren zum Entgasen von Röhren
*491 603	21 a¹/29	15. 2. 30	Piezoeinrichtung
*491 604	21 a¹/46	15. 2. 30	Rahmenschaltung
*491 605	21 a¹ 66	15. 2. 30	Antenne
491 687	21 f 34	17. 2. 30	Röhrenelektrode
491 706	21 a² 2	14. 2. 30	Lautsprechermagnet
491 707	21 a² 34	25. 2. 30	Mikrophon
491 708	21 a⁴/29	13. 2. 30	Empfangsanordnung
*491 713	21 g 13	13. 2. 30	Herstellung von Kathoden
*491 716	21 g 31	13. 2. 30	Herstellung v. Piezoeinrichtungen
491 883	21 a¹ 35	17. 2. 30	Empfangseinrichtung
491 884	21 a⁴ 54	22. 2. 30	Entmodulierung
491 885	21 a⁴ 56	21. 2. 30	Gleichwellenrundfunkübertragung
*491 886	21 a⁴/75	24. 2. 30	Empfangsgerät
491 889	21 e 54	17. 2. 30	Drehwiderstand
491 008	21 e 9	17. 2. 30	Messung sehr hoher Widerstände
491 996	21 g/10	14. 2. 30	Kondensator
492 042	21 a⁴/23	17. 2. 30	Empfangseinrichtung
492 043	21 c 55	15. 2. 30	Hochohmwiderstand
492 046	21 g 13	26. 2. 30	Röhre
*492 080	21 a¹ 32	18. 2. 30	Spiegelungsgerät für Fernsehzwecke
492 160	21 g 13	19. 2. 30	Glühkathode für Röhren
*492 256	21 a² 38	19. 2. 30	Kompensierung der akustischen Rückkopplung
492 269	21 g 10	20. 2. 30	Wickelkondensator
492 270	21 g 10	24. 2. 30	Drehkondensator
*492 311	21 a¹ 46	21. 2. 30	Antennensystem
492 314	21 g 13	21. 2. 30	Herstellung von Röhren
492 334	21 g/10	26. 2. 30	Drehkondensator
492 336	21 g 13	21. 2. 30	Herstellung von Kathoden
492 331	21 e/11	2. 3. 30	Oszillograph
492 338	21 g 29	21. 2. 30	Durch Belichtung gesteuerte Röhre
*492 584	21 a¹ 32	22. 2. 30	Lichtsteuerung mittels Kerrzelle
492 680	21 a¹ 32	25. 2. 30	Bildwalze
492 811	21 a² 3	27. 2. 30	Kopfhörer
492 839	21 g/13	27. 2. 30	Verfahren zum Entgasen von Röhren
492 896	21 a⁴/58	1. 3. 30	Anschluß v. Hochfrequenzgeräten in Niederfrequenzleitungen
492 897	21 a⁴/59	28 2. 30	Hochfrequenztelefonie längs Leitungen
492 906	21 g/10	28. 2. 30	Drehkondensator
493 123	21 a² 36	5. 3. 30	Regelung des Übertragungsgrades in Verstärkern
493 125	21 c 64	4. 3. 30	Bremsregler
493 182	21 a²/12	5. 3. 30	Lautsprecher
493 256	21 g 31	6. 3. 30	Magnetisches Material
493 274	21 a⁴ 29	5. 3. 30	Mehrfachröhren-Verstärker
493 276	21 b⁴ 18	6. 3. 30	Herstellung von Anodenbatterien
493 349	21 a⁴/68	6. 3. 30	Kopplungseinrichtnng
493 350	21 c 32	6. 3. 30	Schieberschalter

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Ringe in ihrer Ebene zurück, so erhält man ein über ihren Umfang gespanntes Häutchen, dessen Dicke kleiner als 0,1 μ ist. Dieses Häutchen kann durch thermische Verflüchtigung in guter Luftverdünnung mit einem reflektierenden leitenden Metallüberzug aus Magnesium oder dgl. bedeckt werden. Durch ein bei K erzeugtes elektrostatisches Feld kann die Form der Spiegelfläche geändert werden, so daß z. B. ein von L kommendes Lichtbündel einmal so vom Spiegel reflektiert wird, daß der Konvergenzpunkt (P) in der Blendenöffnung der Blende B liegt und daß ein andermal der Konvergenzpunkt (P_1) vor der Blendenöffnung liegt, so daß also durch die Blende der größte

Digitized by Google

Teil des Strahlbündels abgeblendet wird. Wird der Spiegel durch Wechselströme in Schwingungen versetzt, so erfolgt demzufolge eine entsprechende Lichtsteuerung im gleichen Rhythmus, die für Fernsehzwecke u. dgl. verwendet werden kann.

Lichtsteuerung mittels Kerrzelle.

D.R.P. 492584, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Karolus), Pat. vom 31. Oktober 1925, ausgegeben am 22. Februar 1930, Zusatz zum Patent 471720.

Das zwischen den Kondensatorplatten einer Kerrzelle befindliche elektrisch doppelbrechende Medium (z. B. Nitrobenzol) muß eine hohe Isolierfestigkeit besitzen. Da diese Durchschlagfestigkeit während des Betriebes leidet, versuchte man bisher durch Anlegen einer Gleichspannung eine Reinigung herbeizuführen. Es hat sich aber gezeigt, daß dadurch zusätzliche Kapazitäten an der Kerrzelle liegen, die den Wirkungsgrad verringern.

Erfindungsgemäß sollen außer den Hauptelektroden a, a (Bild 19) noch Hilfselektroden b, b vorgesehen

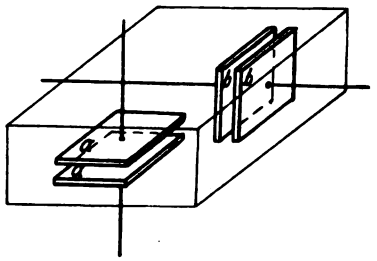


Bild 19.

sein, an die die Gleichspannung zum Reinigen des Dielektrikums gelegt wird, so daß die zusätzlichen Kapazitäten an den Steuerelektroden a, a verschwinden.

Referate.

G. W. Pierce. Die Verwendung der Magnetostriktion zur Schwingungserzeugung. (Magnetostriction oscillators.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 42—88, 1929. (Vgl. ds. Ztschr. **33**, 117, 1929.)

1. Ein Stab aus einem Material, das Magnetostriktion zeigt, besitzt bekanntlich die folgenden Eigenschaften:

a) wenn er z. B. in der Längsrichtung magnetisiert wird, so erleidet er eine Änderung seiner Länge,

b) umgekehrt: ändert man die Länge eines magnetisierten Stabes, z. B. durch mechanischen Druck oder Dehnung, so wird dadurch die Magnetisierung

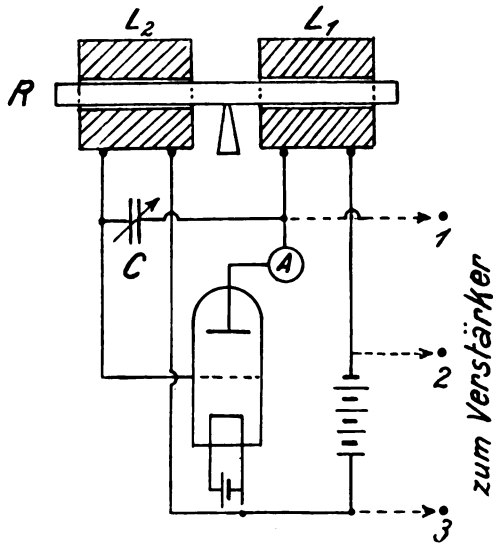


Bild 1.

beeinflußt. Die Magnetostriktion ist also in mancher Beziehung ein magnetisches Gegenbild der piezoelektrischen Erscheinungen.

2. Eine Anordnung, in der ein Stab mit Magnetostriktion zu Längsschwingungen gebracht werden kann, ist diejenige von Bild 1. Darin ist R der Stab; er ist so gelagert, daß er frei schwingen kann und befindet sich im Innern von zwei Spulen L_1 und L_2, von denen die erste im Anodenkreis, die zweite im Gitterkreis einer Röhre liegt. C ist eine regelbare Kapazität parallel zu beiden Spulen.

Wesentlich ist, daß der Stab durch den Anodenstrom in der Spule L_1 oder durch einen Dauermagneten oder durch Vorbehandlung in einem Gleichstromfeld eine Vormagnetisierung erhält und dadurch polarisiert wird.

Die Wirkungsweise ist qualitativ die folgende. Wenn der Anodenstrom aus irgendeinem Grunde eine kleine Störung erfährt, so wird dadurch die Magnetisierung des Stabes geändert. Infolge der Magnetostriktion tritt eine Deformation auf, die sich nach dem anderen Ende des Stabes in der Spule L_2 fortpflanzt. Diese Deformation beeinflußt wieder die Magnetisierung des Stabes innerhalb der Spule L_2 und induziert dadurch eine EMK auf dem Gitterkreis, die nun ihrerseits eine Änderung des Anodenstroms liefert.

3. Der Kondensator C ist zumal bei verhältnismäßig niedriger Frequenz nicht notwendig, wenn die Spulen richtig gewählt sind. Der Stab ist dann das einzig schwingende System in der Anordnung. Bei höheren Frequenzen, z. B. zwischen 3000 und 300000/sec ist es günstiger, den Kondensator zu verwenden. Man erhält dadurch einen elektrischen Schwingungskreis, dessen Frequenz in der Nähe der Eigenfrequenz des Stabes gelegt und durch den Stab mit großer Annäherung auf dessen Eigenfrequenz gehalten und dadurch stets stabilisiert wird.

Die Arbeitsweise dieser Stabilisierung veranschaulicht Bild 2, in dem als Abszissen die Grade des Drehkondensators C in Bild 1 aufgetragen sind. Dreht man den Kondensator von kleineren zu größeren Graden und dann zurück, so erhält man Stabschwingungen zwischen 18° und 30°. Die Frequenz bzw. Wellenlänge bleibt (vgl. auch die oberste Kurve) zwischen etwa 18° und 30° (Gebiet D', B') fast vollkommen konstant.

4. Als Material für den Stab empfehlen sich Legierungen von Eisen und Nickel, z. B. im Verhältnis 36% Nickel, 64% Eisen, was ungefähr die Zusammensetzung des Invar und des „Stoic metal" ist.

Digitized by Google

Doch haben diese Legierungen ziemlich große Temperaturkoeffizienten. Gut sind auch Legierungen von Chrom, Nickel und Eisen; leicht zu haben und sehr geeignet ist das käufliche „Nichrome", auch das sog. „Monel-Metall" (68% *Ni*, 28% *Cu* und geringe Zusätze von *Fe*, *Si*, *Mn* und *C*) ist zu empfehlen, ebenso Legierungen von Kobalt und Eisen.

Gut für Demonstrationszwecke und als Schallquellen sind Nickelröhren. Will man mit ihnen ziemlich niedere Frequenzen erzeugen, so brauchen sie nur ganz oder teilweise mit Blei oder „Stoic metal" gefüllt zu werden.

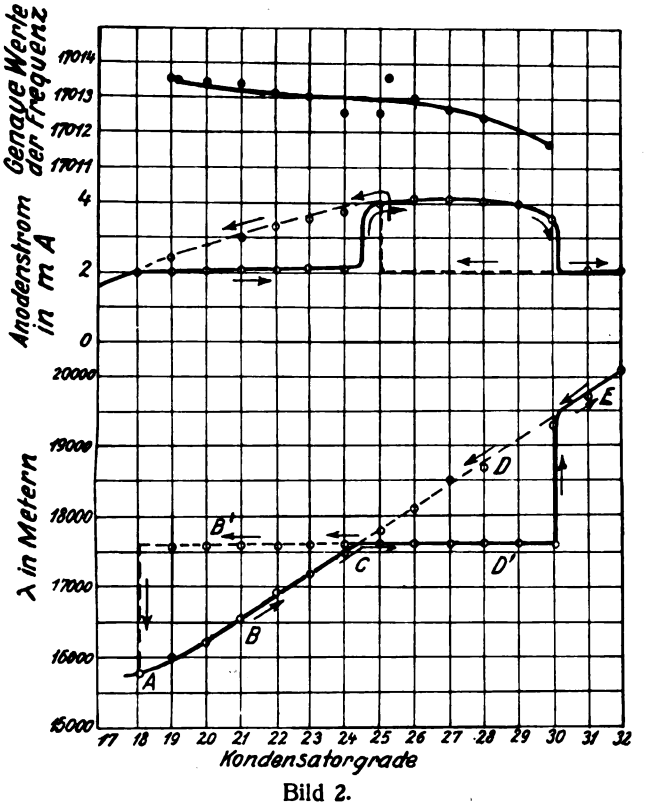


Bild 2.

Kombiniert man ein Metall mit einem negativen Temperatur-Koeffizienten der Frequenz, z. B. Nickel, mit einem Metall mit positivem Temperaturkoeffizienten, z. B. „Stoic metal", so wird die Frequenz nahezu unabhängig von der Temperatur (s. unten).

5. Die Frequenz eines solchen Oszillators nach Bild 1 ist von den Röhrenkonstanten und von dem Röhrenbetrieb in weiten Grenzen unabhängig. Bei gehärteten Stäben von Nichrome — Härten ist bei allen Materialien günstig — ändert sich die Frequenz um ca. $30 \cdot 10^{-6}$, wenn die Anodenspannung zwischen 67 und 135 Volt variiert wird. Ungefähr ebenso klein war die Änderung der Frequenz, wenn man den Heizstrom von dem höchsten zulässigen Wert bis nahezu zum Verschwinden der Elektronenemission verringerte. In dieser weitgehenden Unabhängigkeit von den Eigenschaften und dem Betrieb der Röhre liegt ein großer Vorteil gegenüber dem piezo-elektrischen Quarzoszillator.

6. Ein weiterer großer Vorteil der Schwingungserzeugung durch die Magnetostriktion ist der, daß sich damit Oszillatoren herstellen lassen in dem Gebiet unter 25 000/sec, für das Quarzoszillatoren schwer zu haben sind. In dem Gebiet bis hinauf zu ca. 200 000/sec sind die beiden Oszillator-Arten etwa gleich bequem, während für Frequenzen über 300 000/sec die Schwingungen der Magnetostriktions-Oszillatoren ziemlich schwach werden; herstellen lassen sie sich bis ca. $2 \cdot 10^6$/sec.

Für hohe Frequenzen sind eingekerbte Stäbe, wie derjenige von Bild 3 sehr geeignet. Seine Frequenz war = 295 480/sec, was bei diesem Material einem einfachen Stab von 0,918 cm Länge entspricht. (Vgl. die Dimensionen in Bild 3.)

Sehr bequem sind die Magnetostriktions-Oszillatoren im Gegensatz zum Quarz deshalb, weil man mit ihnen außerordentlich leicht und billig Sätze von Stäben für die verschiedensten Frequenzen herstellen und mit derselben elektrischen Anordnung betreiben kann. Dabei besteht der weitere Vorteil, daß es sehr leicht ist, einen Stab für eine bestimmte Frequenz zu dimensionieren. Sehr sorgfältige Messungen haben

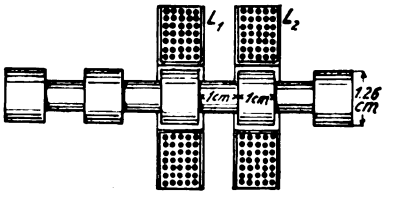


Bild 3.

gezeigt, daß für Stäbe aus demselben Material und bei derselben Temperatur die Frequenz f sehr genau umgekehrt proportional der Stablänge l, daß also $f \cdot l = \text{const.}$ ist. Hat man also einen Stab aus einem bestimmten Material geeicht (vgl. unten), so lassen sich Stäbe für irgendwelche Frequenzen verhältnismäßig genau schneiden. Es bedarf dann nur noch eines leichten Abschleifens oder Polierens, um die Frequenz mit höchster Präzision auf einen bestimmten Wert einzustellen.

7. Beim Vergleich mit dem Quarzoszillator ist wichtig der Temperaturkoeffizient der Frequenz.

Nickel - Eisen - Legierungen haben Temperaturkoeffizienten, die bei Steigerung des Nickelgehaltes allmählich von $-171 \cdot 10^{-6}$ auf $+224 \cdot 10^{-6}$ ansteigen. Der Temperaturkoeffizient wird Null bei 33 und bei 47% Nickel. Diese Legierungen eignen sich aber aus anderen Gründen nicht besonders für Oszillatoren. Dagegen führen zusammengesetzte Oszillatoren, deren einer Teil einen positiven, der andere einen negativen Temperaturkoeffizient der Frequenz hat, sehr gut zum Ziele. Man kann bei der Herstellung in zweierlei Weise verfahren. Entweder setzt man sie der Länge nach zusammen, in der Mitte den Stab aus dem einen Material und an den beiden Enden angelötet je einen Stab des anderen. Oder man nimmt eine Röhre aus dem einen Material und darin einen festsitzenden Kern aus dem anderen. Mit dieser letzten Methode, die vor der ersteren Vorteile hat, wurden (Nickel-Rohr mit Kern aus „Stoic-metal") Temperaturkoeffizienten der Frequenz von $15—20 \cdot 10^{-6}$ erzielt.

8. Die äußerst sorgfältige Arbeit enthält ferner Methoden, um die Frequenz eines Magnetostriktions-Oszillators, und zwar mit Hilfe eines Synchron-Motors und einer dadurch betriebenen Uhr absolut zu messen, ebenso Methoden, um mit Hilfe eines solchen geeichten Normal-Oszillators und seiner Harmonischen

Digitized by Google

irgendwelche andere Oszillatoren und Wellenmesser zu eichen. Diese Methoden wurden dann auch noch verwendet, um die Schallgeschwindigkeit in den verschiedensten Legierungen und ihre elastischen Konstanten, ebenso die Temperaturkoeffizienten dieser Größen zu messen.

Außerdem wurden die Schallausbreitung und die Schwingungen eines Materials mit Magnetostriktion und innerer Reibung theoretisch untersucht.

J. Zenneck.

F. R. Lack. Beobachtungen an Schwingungsarten und Temperaturkoeffizienten von Quarzplatten. (Observations on modes of vibration and temperature coefficients of quartz crystal plates.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, S. 1123—1141, 1929.

Der Verfasser untersucht die longitudinalen Eigenschwingungen von Quarzplatten, die in verschiedener Orientierung zu den Kristallachsen aus dem Quarzkristall herausgeschnitten werden. Bei bestimmter Plattenorientierung ergeben sich interessante Beziehungen zwischen der Frequenz und ihrem Temperaturkoeffizienten einerseits und dem Verhältnis der Plattendimensionen und der Temperatur andererseits, die zur Dimensionierung von Quarzplatten mit sehr geringen Temperaturkoeffizienten führen.

Der Verfasser unterscheidet die beiden Hauptorientierungen, nach denen die Quarzplatten aus dem Kristall herausgeschnitten werden, als den Curie-Schnitt und als den 30°-Schnitt. Bei ersterem steht die elektrische Achse senkrecht auf der größten Fläche des Parallelepipeds, bei letzterem verläuft sie parallel dieser größten Fläche. Diese 30°-Platte ist in ihrer Orientierung (Orientierung II nach der Bezeichnung von Giebe und Scheibe) zu den Kristallachsen in Bild 1 gezeichnet. Quarzplatten nach

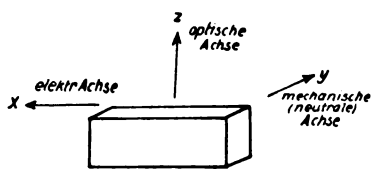


Bild 1.

Orientierung der Quarzplatte zu den Kristallachsen.

dem Curie-Schnitt (Orientierung I) haben hauptsächlich zwei Serien von longitudinalen Eigenfrequenzen, deren Werte durch die Quarzplattendimension längs der elektrischen Achse oder längs der neutralen Achse bestimmt werden. Ihre Temperaturkoeffizienten sind negativ und schwanken zwischen $2 \cdot 10^{-5}$ und $3{,}5 \cdot 10^{-5}$ pro ° C. Platten dieser Orientierung interessieren in der folgenden Untersuchung nicht mehr.

Die 30°-Platte weicht in ihren Eigenschaften in verschiedener Hinsicht von der Curie-Platte ab. Auch sie hat zwei Grundschwingungen, eine mit „höherer" und eine mit „niedrigerer" Frequenz, wobei die „höhere" Grundschwingung öfters als ein Dublett auftritt. Für dünne Platten sehr großer Oberfläche ist die „höhere" Frequenz eine Funktion der Plattendicke t (in mm) nach der Formel

$$f = \frac{1{,}96 \times 10^6}{t}$$

(Bei der entsprechenden Frequenz der Curie-Platte wäre statt 1,96 der Wert 2,860 zu setzen.) Der Wert $1{,}96 \cdot 10^6$ zeigt bereits an, daß diese Schwingung keine longitudinale Eigenschwingung sein kann. Nach Cady haben wir es mit einer Scherungsschwingung zu tun. Der Temperaturkoeffizient dieser Schwingung ist positiv. Die Grundschwingung mit der „niedrigeren" Frequenz hingegen ist eine reine Longitudinalschwingung, deren Frequenz durch die Plattendimension in der X-Richtung gegeben ist. Der Temperaturkoeffizient ist negativ.

Die Größe $1{,}96 \cdot 10^6$ in der Formel zur Berechnung der Scherungsschwingung ist nur angenähert eine Konstante, sie schwankt beträchtlich mit der Länge der Platte in der X-Richtung. Ebenso ändert sich der Temperaturkoeffizient dieser Schwingung mit der Länge der Platte in der X-Richtung und mit der Temperatur, er schwankt zwischen $+ 10 \cdot 10^{-5}$ und $- 2 \cdot 10^{-5}$ pro ° C mit allen Zwischenwerten, Null eingeschlossen.

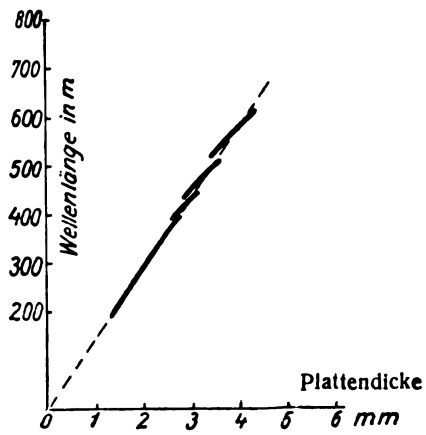


Bild 2.

Aenderung der Wellenlänge der Scherungsschwingung einer 2,5 cm² Platte (30°) mit der Dicke (y-Richtung).

Diese Besonderheiten werden vom Verfasser auf Grund des Auftretens zweier nahezu gleicher Eigenfrequenzen in der Nähe der aus den Dimensionen berechenbaren Scherungsfrequenz (Doppelwelligkeit) und auf Grund von Unstetigkeiten in der Abhängigkeit der Scherungsfrequenz von der Plattendicke auf Koppelschwingungen zurückgeführt; und zwar sind die elastischen longitudinalen Eigenschwingungen der Platte in der X-Richtung mit der Scherungsschwingung gekoppelt. Die Koppelung ist dann am stärksten, wenn die Frequenz einer longitudinalen Eigenschwingung mit der Frequenz der Scherungsschwingung zusammenfällt, wenn also z. B. die 5. Oberschwingung der durch die Plattenlänge bestimmten longitudinalen Grundschwingung mit der Scherungsschwingung in Resonanz gerät. Unter dem Einfluß dieser Resonanz entsteht statt einer Scherungsschwingung eine Doppelfrequenz (Dublett). Die Theorie der Koppelschwingung gibt die so entstehenden Abweichungen wieder. Die Abstimmung der „reinen" Scherungsfrequenz auf die „reine" longitudinale Oberschwingung kann nun so vorgenommen werden, daß entweder die Plattendicke geändert wird, wodurch die Scherungsfrequenz geändert wird und dabei der Reihe nach mit den ver-

Digitized by Google

schiedenen longitudinalen Oberschwingungen koinzidiert — Bild 2 — oder indem die Dicke und die „Scherungsfrequenz" konstant gehalten wird und die Plattenlänge geändert wird, womit die Reihe der longitudinalen Oberschwingungen die Scherungsfrequenz passiert (Bild 3). Die gestrichelte Linie des Bild 2 würde den ungestörten Verlauf der Abhängigkeit der

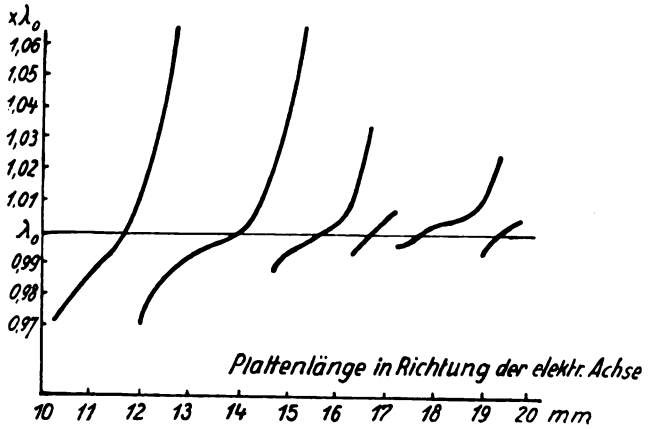


Bild 3.

Aenderung der Wellenlänge der Scherungsschwingung mit der Plattenlänge (X-Richtung); $\lambda_0 = 153 \cdot y$; $y = 1{,}64$ mm; $z = 54{,}8$ mm.

Scherungswellenlänge von der Dicke gemäß obiger Formel wiedergeben. In Bild 3 ist als Ordinate die Aenderung der ungestörten Wellenlänge λ der Scherungsschwingung dargestellt.

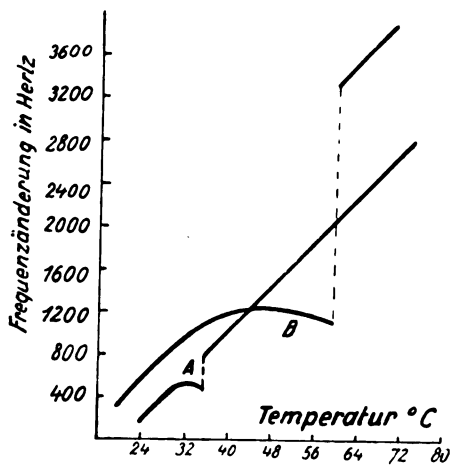


Bild 4.

Aenderung der Frequenz mit der Temperatur bei 2 Platten verschiedener Länge (X-Richtung). Kurve A, Länge $x = 32{,}0$ mm. 8. Oberschwingung. Kurve B, Länge $x = 19{,}35$ mm, 5. Oberschwingung. Beide Platten haben die Dimensionen $z = 47$ mm und $y = 2{,}75$ mm.

In gleicher Weise wie das Auftreten der Koppelschwingungen durch die Koinzidenz der Scherungsschwingung mit einer Oberschwingung der longitudinalen Grundschwingung gedeutet wird, läßt sich auch die Aenderung des Temperaturkoeffizienten und seine Temperaturabhängigkeit aus dem Zusammenwirken der beiden miteinander gekoppelten Schwingungsarten erklären. Aus der Theorie der Koppelschwingungen läßt sich der Kopplungskoeffizient k der beiden Schwingungen berechnen, wenn man z. B. nach Bild 3 die beiden Koppelwellen gemessen hat. Führt man dann für die beiden Frequenzen der ungekoppelten Systeme die Bezeichnung ω_1 und ω_2 ein, für das Verhältnis ihrer Temperaturkoeffizienten die Größe Q, so ergibt sich, daß die zu ω_1 und ω_2 gehörigen Koppelschwingungen nur dann temperaturunabhängig sind, wenn ist:

$$\left(\frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 = 1 \pm \frac{k \cdot (1-Q)}{\sqrt{Q}}.$$

Wie kompliziert der Verlauf des Temperaturkoeffizienten, auch bei verschiedener Kopplung ist, zeigt das Bild 4. In ihr ist die Aenderung der Frequenz der einen Koppelschwingung wiedergegeben, wenn die Temperatur geändert wird. Zum Vergleich sind die Messungen an zwei Platten gleicher Dicke y und gleicher Höhe in der Z-Richtung ausgeführt, bei denen aber die Länge so variiert ist, daß die Scherungsschwingung mit der 8. longitudinalen Oberschwingung — Kurve A — bzw. mit der 5. longitudinalen Oberschwingung — Kurve B — koinzidiert. Bei B ist der Temperaturkoeffizient etwa bei 45° C gleich Null, bei A bei etwa 32°. Außerdem ändert sich der Temperaturkoeffizient der Kurve B bei 45° C bedeutend langsamer als bei Kurve A bei 32° C. Daraus kann man schließen, daß die Kopplung mit abnehmender Ordnungszahl der koinzidierenden Longitudinalschwingung zunimmt.

Auch die Intensitäten dieser Koppelschwingungen variieren stark mit der Temperatur.

A. Scheibe.

V. C. Macnabb. Die Erzeugung der Emission von Oxyd-Pastekathoden. Eine Angelegenheit des Fabrikationsganges. (The production of emission from oxide coated filaments: A process phenomen.) Journ. Opt. Soc. Am.. **19**, 33—41, 1929.

Durch die Arbeiten von Koller, Barton, Rothe, Espe und Becker weiß man heute mit Sicherheit, daß die Oxyd-Kathoden ihre Emission reinem metallischen Erdalkalimetall verdanken, das elektrolytisch während des Formierungsprozesses aus dem Oxyd erzeugt wird. Es ist ferner für die Praktiker eine wohl bekannte Tatsache, daß Glimmentladungen von Gasresten aus Kathode und Elektroden, die während des Formierungsprozesses auftreten können, eine wesentliche Verkürzung des Formierungsprozesses hervorrufen, wahrscheinlich eine Folge der Verstärkung des anfangs außerordentlich kleinen elektrolytisch wirksamen Emissionsstromes.

Der Verfasser der vorliegenden Arbeit will die Rolle klären, die Restgase bei der Formierung und Aktivierung spielen. Er gibt zunächst eine kurze Beschreibung über die vier verschiedenen Fadentypen, an denen er genauere Untersuchungen gemacht hat, und diskutiert sie besonders hinsichtlich des Grades, in dem der Ueberzug mit dem Kerndraht eine Legierung oder eine chemische Verbindung eingegangen ist. Die Tabelle 1 gibt eine Uebersicht über die Typen.

Digitized by Google

Tabelle 1.

Typen	Herstellung	Legierungsgrad des Überzuges
1. undercoat	stark gesintert, nicht legierter Rest d. Überzuges abgewaschen	100% legiert
2. combined coating auf *Pt Ir* (6%)	2 Std. bei 1200° in Luft gesintert	stark legiert
3. wie 2. auf *Pt Ni* (5+10%)	wie 2., jedoch nur 10 Min. gesintert	weniger legiert wie 2.
4. uncombined coating	in CO_2 bei niederer Temperatur gesintert	ganz unlegiert

Die Versuche mit diesen Fäden, vorgenommen in der gleichen Anoden-Gitter-Anordnung und unter möglichst gleichen Pumpbedingungen, ergeben, daß eine Glimmentladung während des Formierungsprozesses um so leichter zu erreichen ist, je weniger der Oxydüberzug mit dem Kerndraht legiert ist. Die Befreiung der notwendigen Gasmengen geschieht am besten durch kurzzeitige Ueberheizung der Kathode bei Beginn des Aktivierungsprozesses. Der notwendige Grad dieser Ueberheizung ist bei der unlegierten Kathode am geringsten und steigt mit dem Legierungsgrad. Bei manchen sehr stark legierten Typen, die schwer Gas aus der Kathode selbst abgeben, ist es daher ratsam, von außen Gas, am besten CO_2, zuzuführen.

Bei Beginn der Formierung wird fast der ganze Entladungsstrom von dem durch die Anfangsemission des Fadens ionisierten Gas getragen, erst später von der Elektronenemission des Fadens selbst. Grundbedingung für den leichten Beginn des Aktivierungsprozesses ist also sowohl das Vorhandensein einer geringen Anfangsemission der Kathode, als auch eines gewissen Gasinhaltes.

An einer Reihe weiterer Versuchsröhren wird gezeigt, daß Rohre, die ohne vorhergegangenen Entladungsprozeß, jedoch nach sorgfältiger Entgasung (external bombardment) abgeschmolzen sind, einem nachträglichen Formierungsprozeß unter Anoden-Gitter-Spannung (internal bombardment) unterzogen werden müssen, um sie in den Emissionszustand zu bringen, wobei die Schwierigkeit auftritt, das abgeschmolzene Rohr klar zu brennen, d. h. die entstandenen Gasreste durch Getterung zu binden.

(Anm. d. Ref.: Daß man Rohre mit Oxydpastekathoden nicht durch bloßes Erhitzen der Kathode und starkes Entgasen aller Rohrteile durch Hochfrequenz ohne gleichzeitiges Anlegen eines Potentials zwischen Kerndraht und einer Elektrode herstellen kann, ist eine bekannte Erscheinung, die eine Hauptstütze der Theorie des elektrolytischen Formierungsprozesses ist.) W. Espe.

Industrie-Rundschau.

Manens-Blockkondensatoren.

Die von der Societa Scientifica Radio Brevetti Ducati Bologna hergestellten Manens-Blockkondensatoren sind das Ergebnis langer Versuche und Erfahrungen und bieten durch die Sorgfalt ihrer Herstellung Gewähr für beste Eignung und Unveränderlichkeit im Gebrauch.

Die Manens-Blockkondensatoren enthalten besten indischen Glimmer als Dielektrum, die Belegungen bestehen aus reinem Kupfer. Wesentlich für die Unveränderlichkeit dieser Kondensatoren ist, daß sie durch ein unter hohem Druck zusammengepreßtes Messinggehäuse zusammengehalten werden. Der bei höheren Temperaturen ausgetrocknete Kondensator wird mit einer Lackschicht von besten dielektrischen Eigenschaften geschützt und schließlich einer Prüfung mit 1500 V Wechselstrom unterworfen. Sauber gearbeitete Klemmschrauben geben dem Kondensator ein gefälliges und dauerhaftes Aeußere.

Außer Blockkondensatoren für Empfänger, Manens Type R (Kapazität 100—6000 $\mu\mu$F, Prüfspannung 1,5 kV), werden auch Blockkondensatoren für Sender, Manens Type T (Kapazität 100—4000 $\mu\mu$F, Prüfspannung 3—12 kV), sowie Präzisions-Drehkondensatoren, Type SSR, angefertigt.

Eingegangene Bücher.

(Ausführliche Besprechung einzelner Werke vorbehalten).

Theorie der Elektrizität. Von Abraham-Becker. Band I. Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizität. Vollständig neu bearbeitet von R. Becker, o. Prof. an der Techn. Hochschule Berlin. Mit einem einleitenden Abschnitte über das Rechnen mit Vektorgrößen in der Physik. 8. Aufl., 242 S. mit 59 Fig. im Text. Leipzig und Berlin 1930, Verlag von B. G. Teubner. Geb. RM. 15.—.

Radiotechnik VII. Die Sender. Von Dipl.-Ing. Gg. Jahn, Oberingenieur der Gesellschaft Telefunken, Berlin. Sammlung Göschen, Band 1018. 120 S. mit 52 Abb. im Text und 35 Abb. auf 16 Tafeln. Berlin und Leipzig 1930, Verlag Walter de Gruyter u. Co. Geb. RM. 1.80.

Deutsches Rundfunkschrifttum. Verzeichnis der im Monat Januar 1930 erschienenen Bücher und Zeitschriftenaufsätze mit kurzen Erläuterungen. Bearbeitet von der Deutschen Bücherei. Hrsgg. von der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft. 1. Jahrgang, 1. Heft. 72 S. Reichsverlagsamt Berlin NW 40. Geh. RM. 6.— im Vierteljahr.

Die Entwicklung des Deutschen Rundfunks in Zahlen. 1923—1930. Zum 5-jährigen Bestehen der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft, Berlin. Hrsgg. von der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft, Berlin. 28 Seiten mit zahlreichen mehrfarbigen Abbildungen.

Automaten. Von Hanns Günther. Die Befreiung des Menschen durch die Maschine. 80 S. mit 32 Abb. Stuttgart 1930, Dieck u. Co. (Franckh's Technischer Verlag.) Geh. RM. 1.80, geb. RM. 2.50.

Die Siemens-Fernschreibmaschine auf mechanischer Grundlage. Druckschrift der Firma Siemens u. Halske, Wernerwerk, Berlin-Siemensstadt. 15 S. mit 10 Abb.

Digitized by Google

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Prof. Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. **A. Esau** (Jena), Prof. Dr. **H. Faßbender** (Berlin), Dr. **L. de Forest** (New-York), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Berlin), Dr. **B. van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. **L. Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. **H. Rukop** (Köln), Dr. **A. Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **W. Schottky** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München), Dr. **F. Trendelenburg** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. **M. Wien** (Jena), Prof. Dr. **H. Wigge** (Köthen-Anh.)

herausgegeben von

Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**

Sechsunddreißigster Band

mit 385 Bildern im Text.

1 9 3 0

Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig

Digitized by Google

Digitized by Google

Inhaltsverzeichnis.

A. Originalarbeiten.

Seite

Ardenne, Manfred von, Über Verstärkerröhren mit photoelektrischer Emission (Mit 11 Bildern im Text) 146

Bäumler, M., Krüger, K., Plendl, H. und **Pfitzner, W.,** Strahlungsmessungen an Kurzwellen - Richtantennen der Großfunkstelle Nauen (Mit 26 Bildern im Text) 1

Bechmann, Rudolf, Berechnung der Strahlungscharakteristiken und Strahlungswiderstände von Antennensystemen (Mit 8 Bildern im Text) 182 u. 201

Below, Fritz, und **Kallmann, Heinz E.,** Anwendung von Raumladegitterröhren zur Amplitudenmodulation (Mit 5 Bildern im Text) 209

Benz, Friedrich, Dämpfungsmessungen an Induktivitäten bei Hochfrequenz (Mit 6 Bildern im Text) . 41

Black, D. H., Die Messung des Wechselstromwiderstandes flüssiger Dielektrika (Mit 1 Bild im Text) 217

Fuchs, J., Ein einfacher experimenteller Nachweis der Trägerfrequenzschwankungen bei amplitudenmodulierten Sendern 219

Gerber, Walter, Raumladungsschwingungen in Dioden (Mit 26 Bildern im Text) 98

Illgen, Hans. Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit von Drähten auf die Selbstinduktion bei hohen Frequenzen (Mit 12 Bildern im Text) 50

Kallmann, Heinz, E., siehe Below, Fritz.

Krüger, K., siehe Bäumler, M, Plendl, H. und Pfitzer, W.

Loest, W., Phasenmodulation (Mit 3 Bildern im Text) 188

Loos, Georg, Experimentelle Untersuchungen an Spulen mit leitenden Kernen und Hüllen (Mit 21 Bildern im Text) 13

Seite

Pätzold, Johannes, Die Erwärmung der Elektrolyte im hochfrequenten Kondensatorfeld und ihre Bedeutung für die Medizin (Mit 15 Bildern im Text) 88

Pfitzer, W., siehe Bäumler, M., Krüger, K. u. Plendl, H.

Piesch, H., Ein einfacher Frequenzmesser hoher Genauigkeit (Mit 5 Bildern im Text) 211

Plendl, H., siehe Bäumler, M., Krüger, K. u. Pfitzer, W.

Rieche, Hermann. Die idealisierte statische Modulationskennlinie bei der Parallelröhren - Modulation (Mit 3 Bildern im Text) 112

Roosenstein, H. O., Die Fortleitung hochfrequenter elektrischer Schwingungsenergie (Mit 17 Bildern im Text) . . . . . 81 u. 121

Schekulin, L., Fortpflanzung einer elektromagnetischen Welle in einem ionisierten magnetoaktiven Medium (Mit 1 Bild im Text) 172

Schlesinger, Kurt, Ein neuer Strommesser für Hochfrequenz (Mit 7 Bildern im Text) 62

Schlesinger, Kurt. Ein kapazitiver Spannungsteiler mit Lastausgleich und seine Anwendungen (Mit 13 Bildern im Text) 190

Steimel, K., Die Stabilität und die Selbsterregung elektrischer Kreise mit Organen fallender Charakteristik (Mit 20 Bildern im Text) 161

Wigge, Heinrich, Die Frequenzabhängigkeit des Widerstandsverstärkers (Mit 5 Bildern im Text) . 24

Wundt, Rolf, Über freie Schwingungen einer Elektronenröhre mit Lechersystem (Mit 16 Bildern im Text) 133

B. Patentschau.

Lübben, C., Patentschau (Mit 54 Bildern im Text) . . . . . 28 u. 219

C. Referate.

Seite

Appleton, E. V. (Zenneck), Messungen der wirksamen Höhe der ionisierten Atmosphärenschicht (Mit 6 Bildern im Text) 73

Asada, Tsunesaburo (Lübcke), Über eine hochempfindliche lichtelektrische Zelle 198

Austin, L. W. (Zenneck), Empfangsmessungen an Langwellenstationen im Bureau of Standards während des Jahres 1928 (Mit 1 Bild im Text) . 76

Ballantine, S. u. **Cobb, H. L.** (Zenneck), Leistungscharakteristik der Pentode (Dreigitterröhre) (Mit 1 Bild im Text) 118

Beauvais, G. A. (Hollmann), Drahtlose Telephonverbindung auf sehr kurzen Wellen (Mit 1 Bild im Text) 72

Boella, M. (Hollmann), Röhrenvoltmeter (Mit 1 Bild im Text) 120

Bragen, R. A. u. **Forbes, H. C.** (Hermanspann), Eine Kondensatorbrücke zur fabrikationsmäßigen Prüfung von Drehkondensatoren (Mit 1 Bild im Text) 119

Brattain, W. H., siehe Heaton, V. E.

Brown, W. J. (Zenneck), Ultra-kurze Wellen für begrenzte Entfernung (Mit 3 Bildern im Text) . 237

Byrnes, J. F. u. **Coleman, J. B.** (Zenneck), Kurzwellensender für 20—40 kW (Mit 1 Bild im Text) 198

Cady, W. G. (Zenneck), Elektrostriktion, Piezo-Elektrizität und Pyro-Elektrizität 236

Cherry, R. O. (Lübcke), Feld-Intensitätsmessungen einiger australischer Rundfunkstationen . . . 228

Cobb, H. L., siehe Ballantine, S.

Seite

Cook, A. L., siehe Termann.

Coleman, J. B., siehe Byrnes, J. F.

Colwell, R. C. (Zenneck), Wettervoraussage auf Grund von Intensitätsmessungen 120

Davis, A. H. u. **Evans, E. J.** (Zenneck), Messung der akustischen Absorption verschiedener Materialien nach der Methode der stehenden Wellen (Mit 2 Bildern im Text) 157

Dellinger, J. H. (Zenneck), Rundfunkbestimmungen in den Vereinigten Staaten 76

Dow, M. T., siehe Drake, F. H. u. Pierce, G. W.

Drake, F. H., Pierce, G. W. u. **Dow, M. T.** (Zenneck), Messung der Dielektrizitätskonstanten und des Brechungsexponenten von Wasser und wässerigen Lösungen von KCl bei hohen Frequenzen 156

Eckersley, T. L. (Zenneck), Mehrfache Signale im Kurzwellenverkehr (Mit 3 Bildern im Text) . . 226

Evans, E. J., siehe Davis, E. J.

Forbes, H. C., siehe Bragen, R. A.

Fortescu, C. L. u. **Maxon, L. A.** (Lübcke), Ein Amperemeter für sehr hohe Frequenzen . . . 234

Fox, G. W. (Zenneck), Schwingungen der Glimmentladung in Neon (Mit 1 Bild im Text) 236

Germershausen, W. (Espe), Fortschritte auf dem Gebiet des Oxydkathoden - Gleichrichters (Mit 4 Bildern im Text) 77

Gogate, D. V. u. **Kothari, D. S.** (Hollmann), Weitere Versuche mit ultrakurzen Wellen (Mit 2 Bildern im Text) 72

Digitized by Google

Seite

Hall, E. L. (Zenneck), Methode und Apparate des Bureau of Standards zur Prüfung von Piezo-Oszillatoren für Rundfunk (Mit 1 Bild im Text) 230
Hallborg, H. E. (Zenneck), Die Stationen der Verkehrsgesellschaft der Radio-Corporation of America (Mit 2 Bildern im Text) 225
Harris, S. (Hermannspann), Störmodulation in Hochfrequenzverstärkern 114
Harrison, J. R. (Scheibe), Piezoelektrische Oszillatoren in Gegentaktschaltung (Mit 5 Bildern im Text) 151
Harvey, J. (Lübcke), Ein harmonischer Analysator 198
Heaton, V. E. u. Brattain, W. H. (Scheibe), Ein tragbarer, temperaturkonstanter Piezooszillator (Mit 1 Bild im Text) 152
Hulburt, E. O. (Zenneck), Ionisierung in der oberen Atmosphäre; Aenderung mit der geographischen Lage (Mit 2 Bildern im Text) . . 35
Hund, A. u. Wright, R. B. (Scheibe), Neue Piezo-Schwingungen mit Quarzzylindern, deren Achsen parallel zur optischen Achse geschnitten sind (Mit 6 Bildern im Text) 153
Jen, C. K., siehe Kenrick, G. W.
Jinuma, H. (Zenneck), Eine Methode zur Messung des Hochfrequenzwiderstandes eines Schwingungskreises (Mit 1 Bild im Text) 158
Jolliffe, C. B. (Zenneck), Die Messung der Modulation mit dem Röhrenvoltmeter 36
Jones, W. J., siehe Weaver, K. S.
Jouaust, R. (Hollmann), Die sehr kurzen Wellen (Mit 1 Bild im Text) 71
Kenrick, G. W. u. Jen, C. K. (Zenneck), Messungen der Höhe der Kenelly-Heaviside-Schicht (Mit 2 Bildern im Text) 35
Kothari, D. S., siehe Gogate, D. V.
Lange, E. H. (Zenneck), Die Reflexion extrem kurzer Wellen an der Erdoberfläche 34
Llewellyn, F. B. (Zenneck), Eine Untersuchung der Geräusche in Vakuum-Röhren und angeschlossenen Kreisen (Mit 6 Bildern im Text) . 115
Lowry, E. F. (Lübcke), Der Einfluß des Kernmetalls bei Oxydkathoden (Mit 3 Bildern im Text) 235
Mallet, E. u. Williams, C. G. (Lübcke), Zur Messung mechanischer Impedanzen 235
Maser, H. T., siehe Steiner, H. C.
Miessner, B. E. (Hermannspann), Brumm in Netzanschlußempfängern (Mit 2 Bildern im Text) . 114
Moullin, E. B. (Lübcke), Die Entwicklung eines Präzisionsamperemeters für sehr hohe Frequenzen 233
Moxon, L. A., siehe Fortescu, C. L.
Mc Nally, J. O., siehe Pidgeon, H. A.
Nelson, J. R. (Hermannspann), Ueber die Stabilität von neutralisierten Hochfrequenzverstärkern 114
Nottingham, W. B. (Hollmann), Messung schwacher Gleichspannungen und Ströme in hochohmigen Kreisen mittels Vakuumröhren (Mit 3 Bildern im Text) 232

Seite

Okabe, K. (Zenneck), Ueber die kürzesten mit Magnetronen zu erreichenden Wellenlängen . . 73
Pidgeon, H. A. u. Mc Nally, J. O. (Zenneck), Eine Untersuchung über die Ausgangsleistung von Röhren verschiedener Typen (Mit 1 Bild im Text) 118
Pierce, G. W., siehe Drake, F. H. u. Dow, M. T.
Plendl, H. (Plendl), Hochfrequenzsteuerung mit Gitterstrom (Mit 2 Bildern im Text) 69
Pol, Balth. van der (Weyers), Frequenz-Modulation (Mit 2 Bildern im Text) 67
Pungs, L. u. Vogler, H. (Pungs), Spannungsmessung bei schnellen elektrischen Schwingungen mit Hilfe des elektrooptischen Kerreffektes (Mit 2 Bildern im Text) 230
Della Riccia, A. (Hollmann), Ein Reflektor für sehr kurze polarisierte Hertzsche Wellen (Mit 1 Bild im Text) 72
Schelleng, J. C. (Zenneck), Probleme in der Kurzwellentelephonie (Mit 4 Bildern im Text) . . 237
Steiner, H. C. u. Maser, H. T. (Zenneck), Quecksilberdampfgleichrichter mit Glühkathode (Mit 2 Bildern im Text) 77
Strutt, M. J. O. (Strutt), Strahlung von Antennen unter dem Einfluß der Erdbodeneigenschaften; C. Rechnung in zweiter Näherung 37
Strutt, M. J. O. (Strutt), Schwingungen in Dreielektrodenröhren mit positivem Gitter (Mit 4 Bildern im Text) 66
Suits, Ch. G. (Zenneck), Die harmonische Analyse von elektrischen Schwingungen mit Hilfe eines Röhrenvoltmeters 79
Sutton, G. W. (Lübcke), Einige Bemerkungen über elektrische Tonabnehmer (Mit 1 Bild im Text) . 234
Termann, T. E. u. Cook, A. L. (Zenneck), Die Veränderlichkeit des Verstärkungsfaktors von Röhren (Mit 2 Bildern im Text) 237
Thierbach, Dietwald (Thierbach), Selbsttätige Regelung von Schwunderscheinungen im Kurzwellenverkehr (Mit 1 Bild im Text) 70
Thiessen, A. F. (Hermannspann), Die genaue Prüfung von Niederfrequenzverstärkern in der Fabrikation (Mit 2 Bildern im Text) 119
Uda, Shintaro (Hollmann), Wellenreflektoren und Strahlwerfer (Mit 1 Bild im Text) 228
Uda, Shintaro (Hollmann), Die praktische Kurzwellengrenze von Elektronenoszillatoren (Mit 2 Bildern im Text) 229
Vigoureux, J. E. P. (Scheibe), Der quarzgesteuerte Röhrensender (Mit 6 Bildern im Text) . . . 154
Vogler, H., siehe Pungs, L.
Weaver, K. S. u. Jones, W. J. (Zenneck), Fabrikmäßige Prüfung von Röhren (Mit 1 Bild im Text) 117
Williams, C. G., siehe Mallet, E.
Wood, R. W. (Zenneck), Plasmoide Hochfrequenzentladungen in nichtleitendem Vakuum . . . 236
Wright, R. B., siehe Hund, A

D. Mitteilungen aus der Praxis und Industrie-Rundschau.

Seite

Reibedanz, Herbert, Neue Braunsche Röhre mit Wechselstromheizung (Mit 4 Bildern im Text) . 196
Schackow, Leder u. Co. G. m. b. H., Schaleco All-Electric-Converter (Mit 2 Bildern im Text) . . 40
Selinger, Oskar, Normalkondensatoren (Mit 6 Bildern im Text) 159

Seite

Siemens & Halske A. G., Die Siemens-Fernschreibmaschine auf mechanischer Grundlage (Mit 6 Bildern im Text) 38
Weber, Ing. Friedrich, G. m. b. H., Hochohmwiderstand Original Weber (Mit 1 Bild im Text) . . 40

Digitized by Google

E. Bücher.

Seite

Eingegangene Bücher . . . . . 37 u. 199

Bücherbesprechungen:

Antoine, Dr. Herbert (Mauz), Rundfunk und Elektrizitätsverbrauch. Ein Beitrag zur Frage der deutschen Stromwirtschaft 80

Becker, R. (Zenneck), Abraham-Becker, Theorie der Elektrizität 199

Bermbach, Prof. Dr. W. (v. Auwers), Die Akkumulatoren, ihre Theorie, Herstellung, Behandlung und Verwendung 200

Neugebauer, E. (Scheibe), Fernmelderecht mit Rundfunkrecht 79

Oberdorfer, G. (Rudolph), Der Erdschluss und seine Bekämpfung 79

Seite

Wien, W. u. Harms, F. (Zenneck), Handbuch der Experimentalphysik, Band 10: Elektrostatik von G. Hoffmann und Hochspannungstechnik von W. O. Schumann. Band 10 37

Wien, W. u. Harms, F. (Möller), Handbuch der Experimentalphysik, Band 13, 2. Teil: Glühelektroden und technische Elektronenröhren von W. Schottky, H. Rothe u. H. Simon . 38

A critical review of literature on amplifiers for radio reception (Zenneck), Radio Research, Special Report Nr. 9 200

Die Entwicklung des Deutschen Rundfunks in Zahlen 1923/1930 (Mauz) 80

Deutsches Rundfunkschrifttum (Mauz) 80

Sachregister.

Seite

Absorption Messung der akustischen — verschiedener Materialien nach der Methode der stehenden Wellen 157

Akustik siehe unter Schall.

Amplitudenmodulation:

Anwendung von Raumladegitterröhren zur Amplitudenmodulation 209

Ein einfacher experimenteller Nachweis der Trägerfrequenzschwankungen bei amplitudenmodulierten Sendern 219

Antennen:

Strahlungsmessungen an Kurzwellen-Richtantennen der Großfunkstelle Nauen . . . 1

Strahlung von Antennen unter dem Einfluß der Erdbodeneigenschaften; C. Rechnung in zweiter Näherung 37

Ein Reflektor für sehr kurze polarisierte Hertzsche Wellen 72

Berechnung der Strahlungscharakteristiken und Strahlungswiderstände von Antennensystemen 182

Wellenreflektoren und Strahlwerfer 228

Atmosphärenschicht. Messungen der wirksamen Höhe der ionisierten — 73

Atmosphäre und atmosphärische Störungen:

Ionisierung in der oberen Atmosphäre; Änderung mit der geographischen Lage 35

Atmosphärische Störungen siehe auch unter Ausbreitung der Wellen.

Ausbreitung der Wellen:

Die Reflexion extrem kurzer Wellen an der Erdoberfläche 34

Messung der Höhe der Kenelly-Heaviside-Schicht 35

Weitere Versuche mit ultrakurzen Wellen . . 72

Wettervoraussage auf Grund von Intensitätsmessungen 120

Fortpflanzung einer elektromagnetischen Welle in einem ionisierten magnetoaktiven Medium . 172

Feld-Intensitätsmessungen einiger australischer Rundfunkstationen 228

Mehrfach Signale im Kurzwellenverkehr . . . 226

Ausbreitung der Wellen siehe auch unter atmosphärische Störungen.

Braunsche Röhre. Neue — 196

Charakteristik. Die Stabilität und die Selbsterregung elektrischer Kreise mit Organen fallender — . . 161

Charakteristik siehe auch unt. Elektronenröhren.

Dämpfungsmessungen an Induktivitäten bei Hochfrequenz 41

Dielektrika. Die Messung des Wechselstromwiderstandes flüssiger — 217

Dielektrizitätskonstanten Messung der — und des Brechungsexponenten von Wasser und wässrigen Lösungen von K Cl bei hohen Frequenzen . . . 156

Seite

Elektrolyte Die Erwärmung der — im hochfrequenten Kondensatorfeld und ihre Bedeutung für die Medizin 85

Elektronenemission:

Fortschritte auf dem Gebiet des Oxydkathoden-Gleichrichters 77

Über Verstärkerröhren mit photoelektrischer Emission 146

Der Einfluß des Kernmetalls bei Oxydkathoden . 235

Elektronenröhren:

Eine Untersuchung der Geräusche in Vakuum-Röhren und angeschlossenen Kreisen . . . 115

Fabrikmäßige Prüfung von Röhren 117

Eine Untersuchung über Ausgangsleistung von verschiedenen Typen 118

Leistungscharakteristik der Pentode (Dreigitterröhre) 118

Röhrenvoltmeter 120

Über Verstärkerröhren mit photoelektrischer Emission 146

Die Stabilität und die Selbsterregung elektrischer Kreise mit Organen fallender Charakteristik . 161

Anwendung von Raumladegitterröhren zur Amplitudenmodulation 209

Messung schwacher Gleichspannungen und Ströme in hochohmigen Kreisen mittels Vakuumröhren 232

Die Veränderlichkeit des Verstärkungsfaktors von Röhren 237

Elektronenröhren-Empfänger:

Brumm in Netzanschlußempfängern 114

Elektronenröhren-Generator:

Schwingungen in Dreielektrodenröhren mit positivem Gitter 66

Hochfrequenzsteuerung mit positivem Gitterstrom 69

Über die kürzesten mit Magnetronen zu erreichenden Wellenlängen 73

Raumladungsschwingungen in Dioden 98

Piezoelektrische Oszillatoren in Gegentaktschaltung 151

Ein tragbarer, temperaturkonstanter Piezooszillator 152

Der quarzgesteuerte Röhrensender 154

Kurzwellensender für 20–40 kW 198

Die praktische Kurzwellengrenze von Elektronenröhrenoszillatoren 229

Elektronenröhren-Verstärker:

Die Frequenzabhängigkeit des Widerstandsverstärkers 24

Störmodulation in Hochfrequenzverstärkern . . 114

Über die Stabilität von neutralisierten Hochfrequenzverstärkern 114

Die genaue Prüfung von Niederfrequenzverstärkern in der Fabrikation 119

Elektrostriktion, Piezo-Elektrizität und Pyro-Elektrizität 236

Digitized by Google

Seite

Empfang:
Empfangsmessungen an Langwellenstationen im Bureau of Standard während des Jahres 1928 76
Empfänger siehe unter Elektronenröhren-Empfänger.
Fading siehe unter Schwunderscheinungen.
Frequenzabhängigkeit Die — des Widerstandsverstärkers 24
Frequenzmesser Ein einfacher — hoher Genauigkeit . 211
Frequenz-Modulation 67
Frequenznormal siehe unter piezoelektrischer Quarz.
Fortleitung Die — hochfrequenter elektrischer Schwingungsenergie . . . . . 81 u. 121
Fortpflanzung — einer elektromagnetischen Welle in einem ionisierten magnetoaktiven Medium . . 172
Gasentladungen:
Plasmoide Hochfrequenzentladungen in nichtleitendem Vakuum 236
Schwingungen der Glimmentladung in Neon . . 236
Geräusche in Vakuum-Röhren und angeschlossenen Kreisen 115
Gleichrichter:
Quecksilberdampf-Gleichrichter 77
Fortschritte auf dem Gebiet des Oxydkathoden-Gleichrichters 77
Harmonische Analyse:
Die harmonische Analyse von elektrischen Schwingungen mit Hilfe eines Röhrenvoltmeters 79
Ein harmonischer Analysator 198
Heaviside-Schicht siehe unter Ausbreitung der Wellen.
Hertz'sche Wellen siehe unter kurze Wellen.
Hochfrequenzentladungen Plasmoide — in nichtleitendem Vakuum 236
Hochfrequenzsteuerung mit Gitterstrom 69
Impedanzen. Zur Messung mechanischer — 235
Induktivität:
Experimentelle Untersuchungen an Spulen mit leitenden Kernen und Hüllen 13
Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit von Drähten auf die Selbstinduktion bei hohen Frequenzen 50
Ionen:
Ionisierung in der oberen Atmosphäre; Änderung mit der geographischen Lage 35
Fortpflanzung einer elektromagnetischen Welle in einem ionisierten magnetoaktiven Medium . 172
Kapazität:
Eine Kondensatorbrücke zur fabrikationsmäßigen Prüfung von Drehkondensatoren 119
Spannungsmessungen bei schnellen elektrischen Schwingungen mit Hilfe des elektrooptischen Kerreffektes 230
Kurze Wellen:
Strahlungsmessungen an Kurzwellen-Richtantennen der Großfunkstelle Nauen . . . 1
Die Reflexion extrem kurzer Wellen an der Erdoberfläche 34
Schwingungen in Dreielektrodenröhren mit positivem Gitter 66
Selbsttätige Regelung von Schwunderscheinungen im Kurzwellen-Verkehr 70
Die sehr kurzen Wellen 71
Drahtlose Telephonverbindung auf sehr kurzen Wellen 72
Weitere Versuche mit ultrakurzen Wellen . . . 72
Ein Reflektor für sehr kurze polarisierte Hertzsche Wellen 72
Über die kürzesten mit Magnetronen zu erreichenden Wellenlängen 73
Raumladungsschwingungen in Dioden 98
Über freie Schwingungen einer Elektronenröhre mit Lechersystem 133
Kurzwellensender für 20—40 kW 198
Mehrfache Signale im Kurzwellenverkehr . . . 226
Wellenreflektoren und Strahlwerfer 228
Die praktische Kurzwellengrenze von Elektronenröhrenoszillatoren 229

Seite

Ultra-kurze Wellen für begrenzte Entfernung . 237
Probleme in der Kurzwellentelephonie . . 237
Lichtelektrische Zelle. Über eine hochempfindliche — 198
Magnetronen Über die kürzesten mit — zu erreichenden Wellenlängen 73
Medizin. Die Erwärmung der Elektrolyte im hochfrequenten Kondensatorfeld und ihre Bedeutung für die — 85
Mehrfache Signale im Kurzwellenverkehr 226
Meßgeräte:
Ein neuer Strommesser für Hochfrequenz . . . 62
Eine Kondensatorbrücke zur fabrikmäßigen Prüfung von Drehkondensatoren 119
Röhrenvoltmeter 120
Ein kapazitiver Spannungsteiler mit Lastausgleich und seine Anwendungen 190
Neue Braunsche Röhre mit Wechselstromheizung 196
Ein harmonischer Analysator 198
Ein einfacher Frequenzmesser hoher Genauigkeit 211
Die Entwicklung eines Präzisionsamperemeters für sehr hohe Frequenzen 233
Ein Amperemeter für sehr hohe Frequenzen . . 234
Messungen:
Strahlungsmessungen an Kurzwellen-Richtantennen 1
Experimentelle Untersuchungen an Spulen mit leitenden Kernen und Hüllen 13
Messungen der Höhe der Kenelly-Heaviside-Schicht 35
Dämpfungsmessungen an Induktivitäten bei Hochfrequenz 41
Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit von Drähten auf die Selbstinduktion bei hohen Frequenzen 50
Messungen der wirksamen Höhe der ionisierten Atmosphärenschicht 73
Empfangsmessungen an Langwellenstationen im Bureau of Standards während des Jahres 1928 76
Eine Untersuchung über die Ausgangsleistung von Röhren verschiedener Typen 118
Wettervoraussage auf Grund von Intensitätsmessungen 120
Messung der Dielektrizitätskonstanten und des Brechungsexponenten von Wasser und wässerigen Lösungen von KCl bei hohen Frequenzen 156
Messung der akustischen Absorption verschiedener Materialien nach der Methode der stehenden Wellen 157
Feldintensitätsmessungen einiger australischer Rundfunkstationen 228
Meßverfahren:
Die Messung der Modulation mit dem Röhrenvoltmeter 36
Die harmonische Analyse von elektrischen Schwingungen mit Hilfe eines Röhrenvoltmeters 79
Fabrikmäßige Prüfung von Röhren 117
Die genaue Prüfung von Niederfrequenzverstärkern in der Fabrikation 119
Eine Methode zur Messung des Hochfrequenzwiderstandes eines Schwingungskreises . . 158
Die Messung des Wechselstromwiderstandes flüssiger Dielektrika 217
Ein einfacher experimenteller Nachweis der Trägerfrequenzschwankungen bei amplitudenmodulierten Sendern 219
Methode und Apparate des Bureau of Standards zur Prüfung von Piezo-Oszillatoren für Rundfunk 230
Spannungsmessung bei schnellen elektrischen Schwingungen mit Hilfe des elektrooptischen Kerreffektes 230
Messung schwacher Gleichspannungen und Ströme in hochohmigen Kreisen mittels Vakuumröhren 232
Zur Messung mechanischer Impedanzen . . 235
Modulation siehe unter Telephonie.
Netzanschlußgeräte siehe unter Elektronenröhren-Empfänger und -Verstärker.

Digitized by Google

Seite

Niederfrequenzverstärker siehe unter Elektronenröhren-Verstärker.
Oxyd-Kathoden:
Fortschritte auf dem Gebiete des Oxyd-Kathoden-Gleichrichters 77
Der Einfluß des Kernmetalls bei Oxyd-Kathoden . 235
Phasenmodulation 188
Photoelektrisch siehe unter lichtelektrisch.
Piezoelektrischer Quarz:
Piezoelektrische Oszillatoren in Gegentaktschaltung 151
Ein tragbarer, temperaturkonstanter Piezooszillator 152
Neue Piezo-Schwingungen mit Quarzzylindern, deren Achsen parallel zur optischen Achse geschnitten sind 153
Der quarzgesteuerte Röhrensender 154
Methode und Apparate des Bureau of Standards zur Prüfung von Piezo-Oszillatoren für Rundfunk 230
Elektrostriktion, Piezo-Elektrizität und Pyro-Elektrizität 236
Pyro-Elektrizität. Elektrostriktion, Piezo-Elektrizität und — 236
Quarz siehe unter piezoelektrischer Quarz.
Quecksilberdampf-Gleichrichter 77
Raumladungsschwingungen in Dioden 98
Reflektoren siehe unter Antennen.
Reflexion. Die — extrem kurzer Wellen an der Erdoberfläche 34
Richtantennen siehe unter Antennen.
Röhren siehe unter Elektronenröhren.
Rundfunk:
Rundfunkbestimmungen in den Vereinigten Staaten 76
Feld-Intensitätsmessungen einiger australischer Rundfunkstationen 228
Methode und Apparate des Bureau of Standards zur Prüfung von Piezo-Oszillatoren für Rundfunk 230
Schall:
Eine Untersuchung der Geräusche in Vakuum-Röhren und angeschlossenen Kreisen . . . 115
Messung der akustischen Absorption verschiedener Materialien nach der Methode der stehenden Wellen 157
Einige Bemerkungen über elektrische Tonabnehmer 234
Schwingungen Über freie — einer Elektronenröhre mit Lechersystem 133
Schwingungsenergie. Die Fortleitung hochfrequenter elektrischer — . . . . . 81 u. 121
Schwingungserzeugung siehe unter Elektronenröhren-Generator.
Schwunderscheinungen Selbsttätige Regelung von — im Kurzwellenverkehr 70

Seite

Selbstinduktion siehe unter Induktivität.
Sender siehe unter Elektronenröhren-Generator.
Spannungsteiler Ein kapazitiver — mit Lastausgleich und seine Anwendungen 190
Spule siehe unter Induktivität.
Stabilität:
Über die Stabilität von neutralisierten Hochfrequenzverstärkern 114
Die Stabilität und die Selbsterregung elektrischer Kreise mit Organen fallender Charakteristik . 161
Stationen Die — der Verkehrsgesellschaft der Radiocorporation of America 225
Störmodulation in Hochfrequenzverstärkern . . . 114
Störungen siehe unt. atmosphärische Störungen und unter Ausbreitung der Wellen.
Strahlwerfer siehe unter Antennen.
Strahlung von Antennen unter dem Einfluß der Erdbodeneigenschaften 37
Strahlungscharakteristiken Berechnung der — und Strahlungswiderstände von Antennensystemen 182 u. 201
Strommesser Ein neuer — für Hochfrequenz . . . 62
Telephonie:
Die Messung der Modulation mit dem Röhrenvoltmeter 36
Frequenz-Modulation 67
Drahtlose Telephonieverbindung auf sehr kurzen Wellen 72
Die idealisierte statische Modulationskennlinie . 112
Phasenmodulation 188
Anwendung von Raumladegitterröhren zur Amplitudenmodulation 209
Ein einfacher experimenteller Nachweis der Trägerfrequenzschwankungen bei amplitudenmodulierten Sendern 219
Einige Bemerkungen über elektrische Tonabnehmer 234
Probleme in der Kurzwellentelephonie . . . 237
Ultrakurze Wellen siehe unter kurze Wellen.
Verstärker siehe unter Elektronenröhren-Verstärker.
Wellenausbreitung siehe unter Ausbreitung der Wellen.
Wettervoraussage — auf Grund von Intensitätsmessungen 120
Widerstand:
Die Erwärmung der Elektrolyte im hochfrequenten Kondensatorfeld und ihre Bedeutung für die Medizin 85
Eine Methode zur Messung des Hochfrequenz-Widerstandes eines Schwingungkreises . . 158
Die Messung des Wechselstromwiderstandes flüssiger Dielektrika 217
Widerstandsverstärker siehe unter Elektronenröhren-Verstärker.

Großdruckerei Paul Dünnhaupt, Köthen (Anhalt)

Digitized by Google

Digitized by Google

Band 36 Juli 1930 Heft 1

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite

M. Bäumler, K. Krüger, H. Plendl u. W. Pfitzer: Strahlungsmessungen an Kurzwellen-Richtantennen der Großfunkstelle Nauen. (Mit 26 Bildern im Text) 1
Georg Loos: Experimentelle Untersuchungen an Spulen mit leitenden Kernen und Hüllen. (Mit 21 Bildern im Text). 13
Heinrich Wigge: Die Frequenzabhängigkeit des Widerstandsverstärkers. (Mit 5 Bildern im Text) 24
Carl Lübben: Patentschau. (Mit 32 Bildern im Text) 28

Referate

E. H. Lange (J. Zenneck). Die Reflexion extrem kurzer Wellen an der Erdoberfläche. (Mit 2 Bildern im Text) 34
E. O. Hulburt (J. Zenneck). Ionisierung in der oberen Atmosphäre; Aenderung mit der geographischen Länge. (Mit 2 Bildern im Text) 35
G. W. Kenrick u. C. K. Jen (J. Zenneck). Messungen der Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht. (Mit 2 Bildern im Text) . . . 35
C. B. Jolliffe (J. Zenneck). Die Messung der Modulation mit dem Röhrenvoltmeter 36

Seite

Referate

M. J. O. Strutt (Selbstreferat). Strahlung von Antennen unter dem Einfluß der Erdbodeneigenschaften 37
Eingegangene Bücher 37
Bücherbesprechungen
W. Wien u. F. Harms (J. Zenneck). Handbuch der Experimentalphysik Bd. 10: Elektrostatik und Hochspannungstechnik . . . 37
W. Schottky, H. Rothe und H. Simon (H. O. Möller). Handbuch der Experimentalphysik Bd. 13; 2. Teil: Glühelektroden und technische Elektronenröhren 38
Industrie-Rundschau 38
Siemens & Halske: Die Siemens-Fernschreibmaschine auf mechanischer Grundlage. (Mit 4 Bildern im Text) 38
Schackow, Leder & Co.: Schaleco-All-Electric-Converter. (Mit 2 Bildern im Text) 40
Friedrich Weber: Hochohmwiderstand „Original Weber". (Mit 1 Bild im Text) 40

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig C 1, Schloßgasse 9, Postscheck-Konto Leipzig 54 837.

Strahlungsmessungen an Kurzwellen-Richtantennen der Großfunkstelle Nauen.

Von **M. Bäumler, K. Krüger, H. Plendl** und **W. Pfitzer.**

Gemeinsame Mitteilung des Reichspostzentralamtes und der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt E. V.

Messungen an einem Strahlersystem mit 64 Elementen.*)

Inhaltsübersicht.

I. Aufnahme von Strahlungskennlinien am Boden.
1. Aufgabestellung.
2. Meßgerät.
3. Aufnahme der Horizontal-Charakteristik.
4. Untersuchung des elektromagnetischen Feldes in Bodennähe.
II. Aufnahme von Strahlungskennlinien mit dem Flugzeug.
1. Versuchsanordnung.
2. Berechnung der Strahlungskennlinien.
3. Aufnahme der Horizontal-Charakteristik.
4. Aufnahme der Vertikal-Charakteristik.
5. Anhang (Berechnungen).
Zusammenfassung.

I. Aufnahme von Strahlungskennlinien am Boden.

Von **M. Bäumler** und **W. Pfitzer.**

Mitteilungen aus dem Reichspostzentralamt (Telegraphentechnisches Reichsamt).

1. Aufgabestellung.

Für den transozeanischen Verkehr mit kurzen Wellen benutzt man Antennen mit stark gebündelter Strahlung.[1]) Das Strahlungsdiagramm des in Nauen aufgestellten und nach Japan gerichteten Strahlwerfers *DGY* ($\lambda = 16{,}92$ m) sollte experimentell festgestellt werden. Das von der Telefunken G. m. b. H. errichtete Richtstrahlersystem (Bild 1) besteht aus 64 Dipolen, die in zwei senkrechten Ebenen von je 32 Dipolen angeordnet sind. In jeder der beiden Ebenen liegen je 8 Dipole in der Wagrechten nebeneinander und je 4 im Abstand von $\frac{\lambda}{2}$ in der Senkrechten übereinander. Von den beiden senkrechten Ebenen wird die eine vom Sender erregt, die andere, in $\frac{\lambda}{4}$ Abstand, ist strahlungsgekoppelt und dient als Reflektor. Die Dipole sind an die senkrechten Speiseleitungen im Spannungsbauch angekoppelt und werden gleichphasig erregt. In Bild 1 sind die nicht gespeisten Reflektordipole dem Beobachter zugewandt.

Durch Feldstärkemessungen am Erdboden ist zuerst vom Reichspostzentralamt (*RPZ*) die Konzentrierung der ausgestrahlten Energie in der Horizontalen

*) Die ersten Messungen wurden an einem älteren, aus dem Jahre 1927 stammenden System durchgeführt (vgl. W. Moser, VDE Fachbericht, Sonderheft 1928), welches lediglich als Provisorium zu betrachten ist. Über Messungen an einem modernen Strahlwerfer mit 192 Elementen wird in einer späteren Arbeit berichtet werden.

[1]) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. **22**, S. 943, 1907. O. Böhm, ENT 5, S. 413, 1928.

Digitized by Google

festgestellt worden. Zur Untersuchung der Bündelung in der Vertikalen hatte sich die Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt *(DVL)* bereit erklärt. Die Messungen wurden von der Transradio A. G. und der Telefunken G. m. b. H. bereitwillig unterstützt.

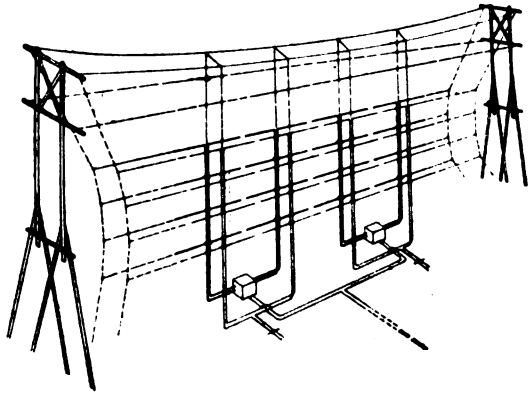


Bild 1.
Strahlwerferanlage *DGY* (schematisch gezeichnet).

2. Meßgerät.

Für die Messungen am Erdboden diente eine abgestimmte Rahmenantenne, an deren Abstimmkondensator die Spannung mittels Röhren-Voltmeter gemessen wurde. Das Röhrenvoltmeter arbeitete mit kompensiertem Anodenstromzeiger in Audionschaltung (Röhrentyp *RE* 064). Zur Beseitigung des unsymmetrischen Einflusses der Hochantennenwirkung

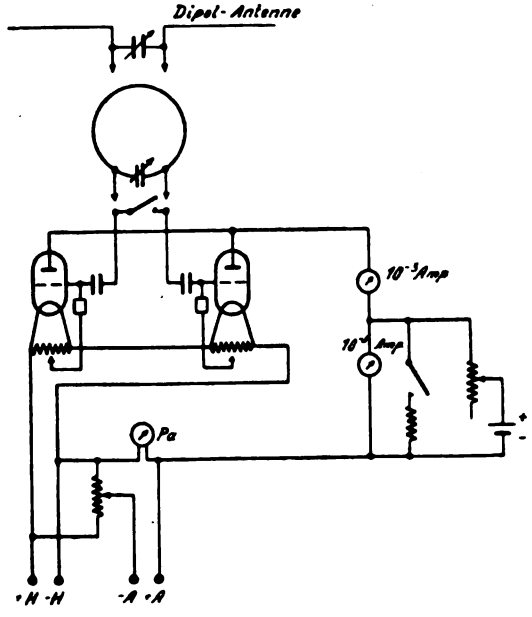


Bild 2.
Schaltung des Meßgeräts.

des Rahmens wurde die Gegentakt-Schaltung gewählt (Bild 2) und der Symmetriepunkt des Rahmens mit dem Heizfaden verbunden. Bild 3 stellt die räumliche Anordnung des benutzten Rahmen-Meßgeräts im Aufriß dar. Hierbei ist C der Abstimmkondensator, Rg sind die Gitterwiderstände und Ce ist die Erdkapazität der Batterien und Meßinstrumente. Da das Gegentakt-Audion sowohl die an C als auch an Rg auftretenden Spannungen mißt, so kann bei Fehlen der Verbindungsleitung AB und senkrecht stehendem Rahmen eine zwischen den Punkten A—E der Schaltung auftretende EMK wirksam werden. Sie erregt über die hierfür parallelgeschalteten Gitterwiderstände Rg die beiden Röhren gleichphasig. Da der Gleichrichtereffekt nur für die positiven Halbwellen auftritt, so addieren sich infolge der Parallelschaltung der Anoden die Gleichrichtereffekte beider Röhren sowohl für die gleichphasige als auch gegenphasige Erregung. Die starke Beeinflussung des Meßgeräts durch die Langwellensender von Nauen ($\lambda = 13\,000$ m und 18 130 m) konnte durch die Verbindung des Heizfadens mit dem Symmetriepunkt des Rahmens vollkommen beseitigt werden.

Die bisher nur bei längeren Wellen angewendete zahlenmäßige Eichung dieser einfachen Anordnung in Volt/Meter[2]) — durch induktive Kopplung mit einem durch Röhrensender erregten Hilfsrahmen — war bei

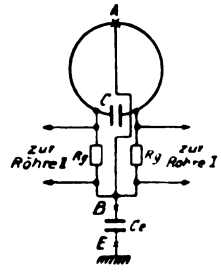


Bild 3.
Räumliche Anordnung des Meßgeräts.

kurzen Wellen infolge Einschaltung eines Thermoelementes in den Rahmenkreis nicht einwandfrei. Die Eichung der Apparatur mußte daher ohne Aenderung der betriebsmäßigen Schaltung vorgenommen werden; dazu wurde die Resonanzkurve des Rahmenkreises durch Verstimmung — Aenderung von C — aufgenommen, wobei das Röhrenvoltmeter als Resonanzindikator diente. Für die Feldstärke $\mathfrak{E}$ gilt, wenn $h = \frac{2\pi NF}{\lambda}$ die effektive Höhe des Rahmens und E die im Rahmenkreis induzierte EMK ist:

$$\mathfrak{E} = \frac{E}{h} = \frac{E \cdot \lambda}{2\pi NF}.$$

Ist d das aus der Resonanzkurve erhaltene Dekrement und P die vom Röhrenvoltmeter angezeigte Spannung am Kondensator, so wird: $E = \frac{P \cdot d}{\pi}$. Für die Feldstärke gilt dann: $\mathfrak{E} = P \cdot \frac{d \cdot \lambda}{2\pi^2 NF}$. Die am Röhrenvoltmeter abgelesene Spannung P ist daher nur noch mit einer frequenzabhängigen Konstanten zu multiplizieren. Da das Röhrenvoltmeter frequenzunabhängig ist, konnte seine Eichkurve mit sinusförmiger Tonfrequenz aufgenommen werden.

Die Eichkurve (I) des Bildes 4 zeigt den normalen quadratischen Gleichrichtereffekt des Audions bei kleinen Wechselspannungen. Kurve (II) gilt für größere Feldstärken unter Benutzung eines Neben-

[2]) M. Bäumler, ENT 1, S. 160, 1924. Desgl. Telegr. u. Fernsprechtechnik 17, S. 193, 1928.

Digitized by Google

schlusses zum Anodenstromzeiger. Hierbei arbeitet das Audion bereits in dem Gebiet, in welchem neben der Gittergleichrichtung die in ihrer Wirkung auf den Anodenstrom entgegengesetzt gerichtete Anodengleichrichtung merklich wird. Die Eichkurve (II) ist

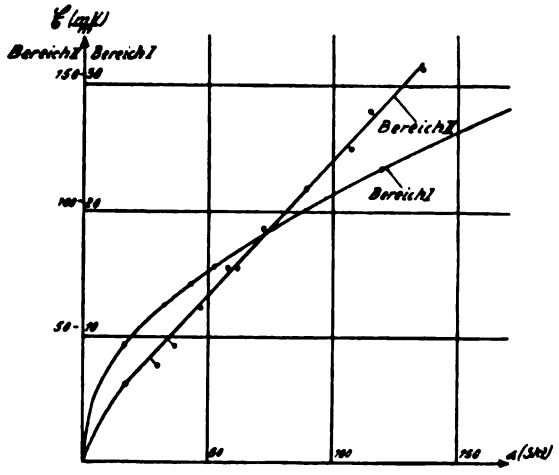


Bild 4.
Eichkurven der Meßanordnung.

Da infolgedessen die einzelnen Meßpunkte von der Mitte des Strahlwerfers nicht gleich weit entfernt

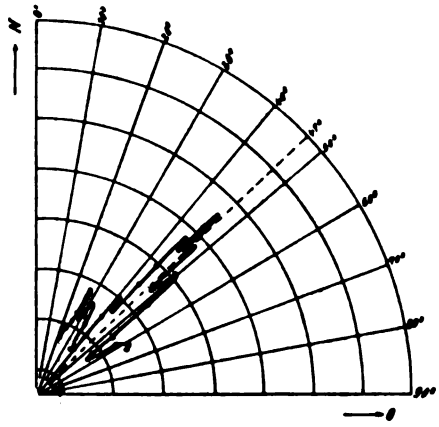


Bild 6.
Horizontalcharakteristik am Erdboden in Polarkoordinaten.

waren, mußten die Meßergebnisse auf konstante Entfernung vom Sender umgerechnet werden. Der Mittelpunkt des Rahmens befand sich bei den Messungen in 1,5 m Höhe über dem Erdboden. Die Messungen ergaben die in Bild 5 und 6 dargestellten Horizontal-

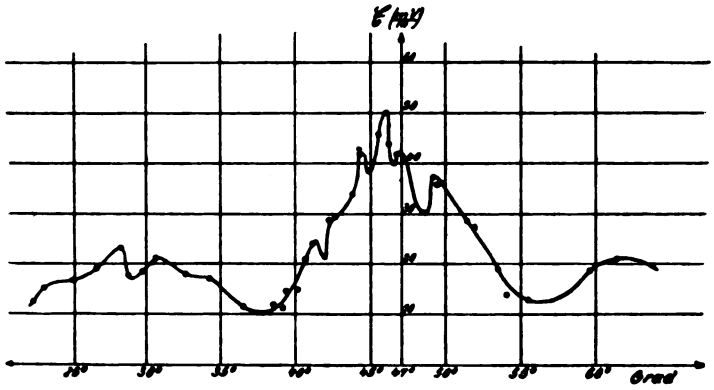


Bild 5.
Horizontalcharakteristik am Erdboden in rechtwinkligen Koordinaten.

deshalb nur in ihrem unteren Teil quadratisch, im oberen aber nahezu linear. Mit dieser einfachen Anordnung sind Feldstärken bis herab zu 2—3 mV/m meßbar.

3. Aufnahme der Horizontal-Charakteristik.

Die Messungen am Erdboden konnten trotz der Anodenleistung der Endstufe des Senders von 6,4 kW nur in einer Entfernung von etwas über 1 km vom Strahlwerfer vorgenommen werden; in Entfernungen von 2 km war das Feld des Senders mit der benutzten Meßapparatur nicht mehr nachweisbar. Die in 2 km Abstand vom Strahlwerfer vorhandenen Felder sind also kleiner als 2—3 mV/m gewesen. Für die Messungen gab der zu untersuchende Sender Dauerstrich, wobei er zur Erleichterung des Auffindens mit konstanter Tonfrequenz moduliert wurde.

Zur Aufnahme des Horizontal-Diagramms wurden Messungen auf einer Senkrechten zur Hauptstrahlrichtung vorgenommen, die im Gelände in einer Entfernung von 1,35 km vom Strahlwerfer festgelegt war. Diagramme. Die Unregelmäßigkeiten im Verlauf der Kurven können durch die Bodenbeschaffenheit, einige längs und quer zur Strahlung liegende Fernsprechleitungen sowie einen schmalen Waldstreifen zwischen Strahlwerfer und Meßstrecke erklärt werden. Man erkennt aus Bild 7, worin das der ausgestrahlten Leistung proportionale Quadrat der Feldstärke dargestellt ist, daß der größte Teil der ausgestrahlten Leistung in einem Sektor von etwa 15° zusammengefaßt ist. Mit Strahlwerfern der untersuchten Form wird also das gerichtete Senden sehr gut ermöglicht. Dieselbe Zusammenfassung der Energie wurde auch bei der Aufnahme eines Horizontal-Diagramms mit dem Flugzeug in größeren Höhen gefunden (vgl. Bild 12 und 14). Die Unterschiede zwischen den Messungen am Boden und in der Luft in bezug auf Lage der Maxima und Minima und in bezug auf das Größenverhältnis zwischen Haupt- und erstem Nebenmaximum dürften auch den bereits oben genannten Bodeneinflüssen zuzuschreiben sein.

Aus Bild 5 ersieht man, daß in Richtung des Hauptstrahls in 1,35 km Entfernung vom Sender nur eine

Digitized by Google

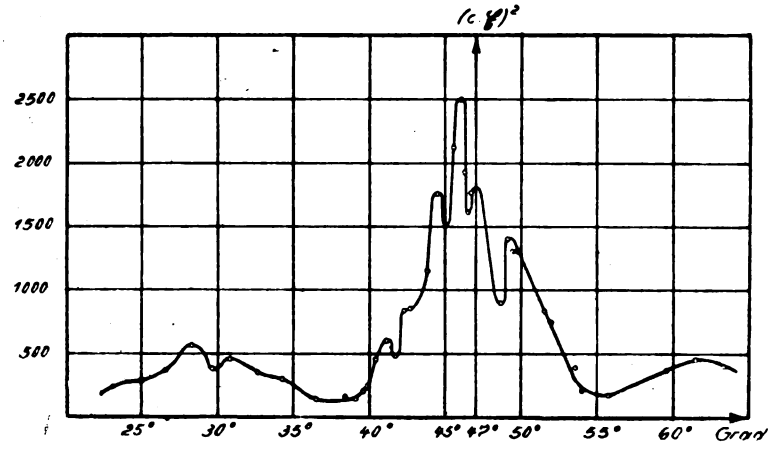
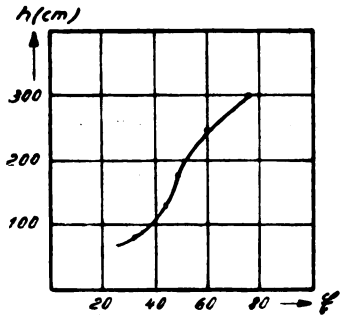
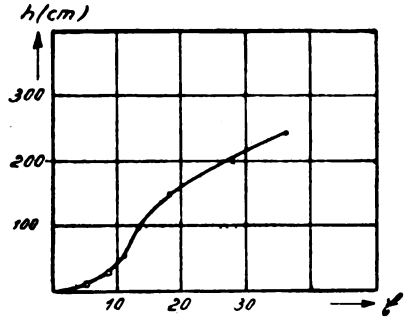


Bild 7.
Leistungscharakteristik des Strahlwerfers.

Feldstärke von 50 mV/m vorhanden war. In 2 km Abstand mußte das Feld sogar noch schwächer als 2 mV/m gewesen sein, während man in diesen Entfernungen Felder in der Größenanordnung von einigen V/m hätte erwarten sollen. Aus dem berechneten Diagramm der Bilder 15 und 16 erkennt man, daß ohne Berücksichtigung des Einflusses der Erde die ausgestrahlte Energie auch in der Vertikalen zum weitaus größten Teil in einem Winkel von etwa 20° zusammengefaßt sein muß. Die gesamte ausgestrahlte Leistung ist daher annähernd in einem Kegel mit einem Oeffnungswinkel von etwa 15° konzentriert. Sie ist etwa auf $^1/_{100}$ des Raumes zusammengedrängt, der von einem senkrechten Luftleiter bei gut leitendem Erdboden durchstrahlt wird. Nimmt man an, daß von der obengenannten Leistung von 6,4 kW, welche die Anode der Endstufe des Senders aufnahm, 50 % in Hochfrequenzenergie umgesetzt werden, so kann man für die Strahlungsleistung der Richtantenne etwa 3 kW ansetzen. Da der Wirkungsgrad von Kurzwellenantennen wegen des hohen Strahlungswiderstandes groß ist, so wird dies für Strahlwerfer, die aus vielen durch das Nahfeld gekoppelten und gemeinsam erregten Antennen bestehen, auch gelten. Für die Strahlungsleistung N eines senkrechten Luftleiters gilt bei der Feldstärke $\mathfrak{E}$ in mV/m in der Entfernung d in km: $N = 0{,}011\ \mathfrak{E}^2 \cdot d^2$ (Watt). Unter den oben gemachten Annahmen wäre am Erdboden in 1,35 km Entfernung vom Sender eine Feldstärke von 4 V/m zu erwarten gewesen. Da aber 50 mV/m in der Hauptstrahlrichtung gemessen worden sind, ist am Erdboden nur ein ganz geringer Teil der ausgestrahlten Leistung, nämlich etwa 0,01 % vorhanden. Daraus folgt, daß die Erde sehr starken Einfluß auf die Abstrahlung haben muß, daß sie wahrscheinlich diese kurzen Wellen reflektiert. Die Hauptstrahlung des Senders mußte also in größerer Höhe über dem Erdboden zu suchen sein. Die dazu erforderlichen Untersuchungen wurden von der DVL im Flugzeug ausgeführt.



8a.
Zunahme der Feldstärke in Bodennähe mit senkrechtem Rahmen.



8b.
Zunahme der Feldstärke in Bodennähe mit horizontalem Rahmen.

4. Untersuchung des elektromagnetischen Feldes in Bodennähe.

Das Reflexionsvermögen der Erde konnte weiterhin durch Feldstärkemessungen in verschiedener Höhe über dem Boden bestätigt werden. Aus Bild 8a und b erkennt man, daß in Bodennähe die Feldstärke mit zunehmender Höhe sehr rasch ansteigt. Die Meßergebnisse des Bildes 8a wurden mit senkrecht stehendem Rahmen erhalten, wobei infolge der geometrischen Abmessungen des Rahmens die Mitte desselben dem Erdboden nur bis auf 80 cm genähert werden konnte. Die Messungen von Bild 8b wurden mit horizontal liegendem Rahmen gemacht.

Bei den Messungen wurde gefunden, daß der Empfangsrahmen am besten ansprach, wenn die Rahmenebene parallel zur Ebene des Strahlwerfers gestellt wurde. Diesem Maximum entsprach ein ausgesprochenes Minimum, wobei die Rahmenebene sowohl senkrecht auf dem Erdboden als auch senkrecht auf der Ebene des Strahlwerfers stehen mußte.

Digitized by Google

II. Aufnahme von Strahlungs-Kennlinien mit dem Flugzeug.[1])

Von **K. Krüger** und **H. Plendl.**

172. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof.
Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik.

1. Versuchsanordnung.

Ein Feldstärkemeßgerät nach dem oben beschriebenen Prinzip (Bild 2) wurde in ein Ganzmetall-Kabinenflugzeug (Baumuster Junkers F 13) eingebaut. Als Antenne diente hier ein Dipol, welcher in der Flugzeuglängsachse verspannt war, wie Bild 9 zeigt.

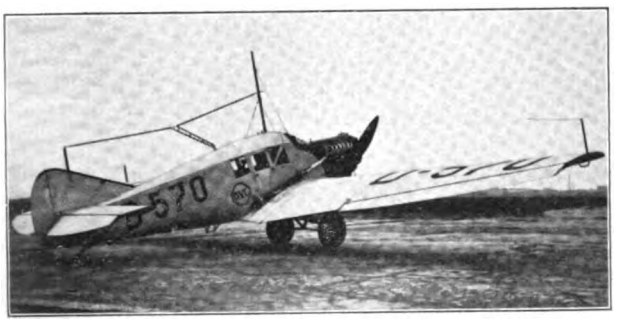


Bild 9.
Meßflugzeug (Längsdipol verstärkt gezeichnet).

Vorversuche in der fliegenden Maschine ergaben, daß das Gerät unempfindlich gegen die Erschütterungen war, welche bei vollaufendem Triebwerk durch die Aufhängeschnüre und durch die Luft übertragen werden. Auch der Zündvorgang des Motors übte keinen merklichen Einfluß auf die Meßanordnung aus. Die geringe Selektivität — bedingt durch den hohen Strahlungswiderstand des Dipols — hatte zur Folge, daß bei den Messungen in Nauen sämtliche Kurz- und Langwellensender der Großstation mit Ausnahme des zu untersuchenden, stillgelegt werden mußten. Diese Bedingungen waren nur während der Betriebspause jeden Montag früh für zwei getrennte halbe Stunden erfüllbar. Bei den Messungen war das Aufsuchen großer Höhen erforderlich, so daß nur an Tagen mit guter Bodensicht gearbeitet werden konnte. Ferner durften während der Meßflüge keine zu starken Luftbewegungen auftreten, da sonst die Meßgenauigkeit ungünstig beeinflußt worden wäre.

Die Eichung des Gerätes wurde in der Feldstärke linear proportionalen Werten vorgenommen. Auf die Ermittlung des Maßstabsfaktors, welcher zur Angabe der Feldstärke in absolutem Maß erforderlich ist, wurde vorläufig verzichtet.

Bild 10 zeit die Eichkurve für das Gerät mit einem Nebenschluß parallel zum Anodenstrommesser. Diese Kurve wurde in Adlershof am Boden mit abgestimmtem und optimal gestelltem Rahmen in etwa 10 Wellenlängenentfernung von einem dort aufgebauten Sender aufgenommen. Geändert wurde in einer vertikalen Sendeantenne der Strom, welcher der Empfangsfeldstärke linear proportional ist und hier als Ordinate aufgetragen wurde. Abgelesen und als Abszisse aufgetragen wurde der Zeigerausschlag in Skalenteilen am Anodenstrommesser, welcher bei Feldstärke Null durch Kompensation ebenfalls zu Null gemacht wurde. Eine Eichung mit horizontalen Antennen am Sender und Meßgerät, wie sie den eigentlichen Messungen entspräche, konnte am Boden nicht vorgenommen werden, da die erzielbaren Feldstärken wegen des starken Reflexionsvermögens der Erdoberfläche viel zu gering waren. Diese Art der Eichung konnte daher nur mit dem Flugzeug mit abgestimmter Dipolantenne in der Luft vorgenommen werden und lieferte hierbei einen mit den Bodenmeßwerten übereinstimmenden Verlauf der Kurven. Hierbei betrug der Abstand von der Sendeantenne über 16 Wellenlängen.

2. Berechnung der Strahlungs-Kennlinien.

a) Horizontal-Charakteristik.

Für die Berechnung der Horizontal-Charakteristik ist allein maßgebend die Horizontalgruppe von 8 gleichphasig strahlenden horizontalen Dipolen. Aus einfachen Ueberlegungen, welche im Anhang gebracht sind, folgt als Gleichung hierfür:

$$K_{8h} = \frac{1}{\cos\vartheta}\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\sin\vartheta\right)\cos(\pi\sin\vartheta)\cos(2\pi\sin\vartheta).$$

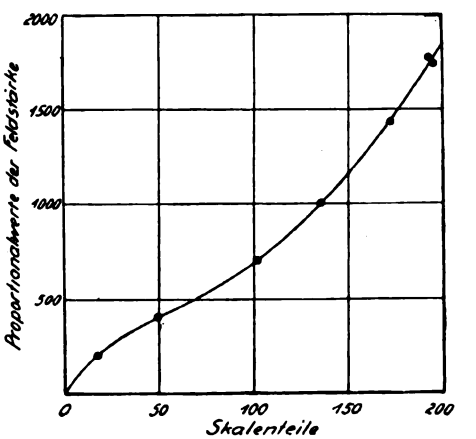


Bild 10.
Eichkurve des Feldstärke-Meßgerätes.

Hierbei bezeichnet ϑ den Winkel, welchen eine beliebige Strahlrichtung mit der Normalen zur Antennenebene einschließt. Indem man ϑ der Reihe nach die Werte von 0 bis 360° durchlaufen läßt, erhält man die Strahlungs-Charakteristik, wie sie Bild 11 in Polarkordinaten und Bild 13 in rechtwinkligen Koordinaten[2]) zeigt. Diese beiden Horizontal-Kennlinien sind hier so orientiert, daß das Hauptmaximum mit der Sollrichtung 47° zusammenfällt. Vollkommene Spiegelwirkung des Reflektorsystems vorausgesetzt, findet in dem Bereich von 137 bis 317° keine Ausstrahlung statt.

[1]) Nach Fertigstellung des Berichtes wurden den Verfassern Versuche bekannt, welche in England vom National Physical Laboratory (Report for the year 1928, S. 129, erschienen 1929) ausgeführt wurden. Es handelt sich bei diesen Versuchen um die Aufnahme der Vertikal-Kennlinie eines einfachen Horizontal-Dipols mittels Flugzeug, wobei der Abstand der Antenne vom Erdboden $2/3\,\lambda$ betrug bei einer Wellenlänge von 41 m. Die auf 3 Flügen gewonnenen Resultate ergeben kein einheitliches Bild, was vermutlich auf Unsymmetrie in der Meßanordnung zurückzuführen ist.

[2]) Mit Rücksicht auf eine gute Gegenüberstellung zusammengehöriger Bilder mußte die Nummerierung derselben abweichend von der Reihenfolge im Text gewählt werden.

Digitized by Google

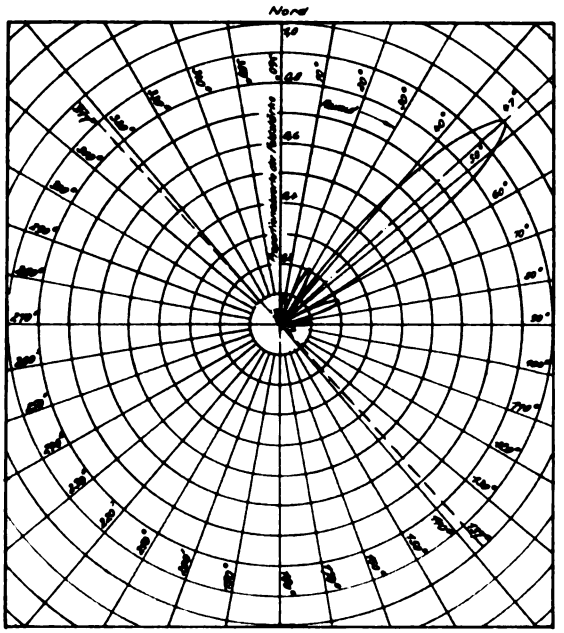


Bild 11.
Gerechnete Horizontalcharakteristik (in Polarkoordinaten).

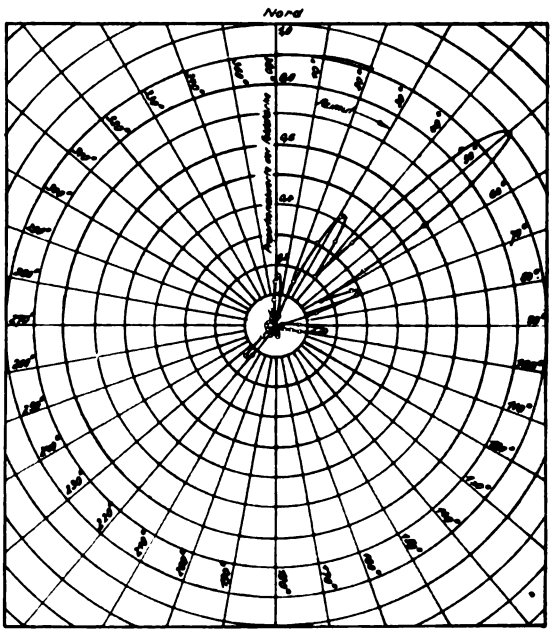


Bild 12.
Experimentell aufgenommene Horizontalcharakteristik in Feldstärkewerten (Polarkoordinaten).

b) Vertikal-Charakteristik.

Für die Berechnung der Vertikal-Charakteristik ist allein maßgebend die Vertikalgruppe von 4 im Abstand von $\frac{\lambda}{2}$ übereinander angeordneten Horizontaldipolen. Es sind nun zwei Grenzfälle zu unterscheiden:

1. Die Erdoberfläche wirke nicht reflektierend, verhalte sich also ebenso wie das Medium, in welchem sich die Antennen befinden, d. h. wie Luft. In diesem Falle lautet die Gleichung der Strahlungs-Charakteristik (vgl. Anhang) wie folgt:

$$(K_{4c})_{\text{ohne Erde}} = \cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)\cos(\pi\sin\varphi).$$

Bild 13.
Gerechnete Horizontalcharakteristik (in rechtwinkligen Koordinaten).

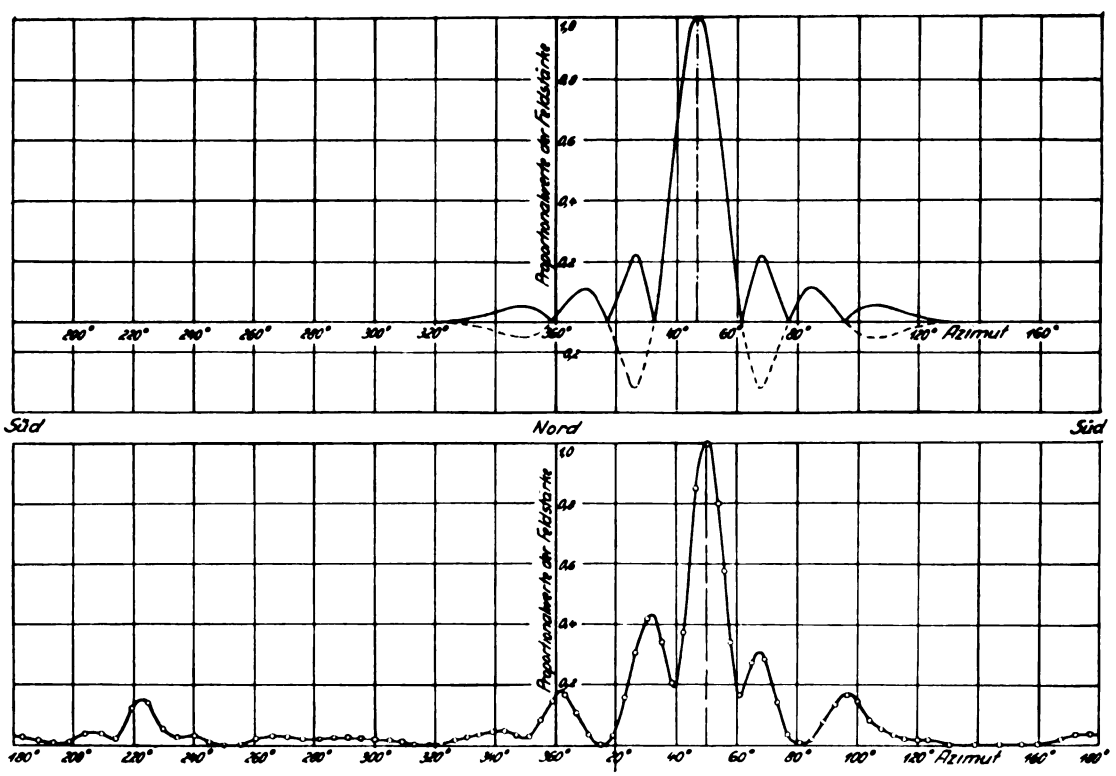


Bild 14.
Experimentell aufgenommene Horizontalcharakteristik in Feldstärkewerten (rechtwinklige Koordinaten).

Digitized by Google

wobei φ den Erhebungswinkel des Fahrstrahles gegen Erde bedeutet. Bild 15 und 16 zeigen die entsprechende Strahlungs-Charakteristik in rechtwinkligen bzw. Polarkoordinaten.

2. Die Erdoberfläche wirke vollkommen reflektierend, verhalte sich also wie ein vollkommener Leiter (Leitfähigkeit unendlich) oder wie ein vollkommener Isolator von sehr großer

Bild 15.

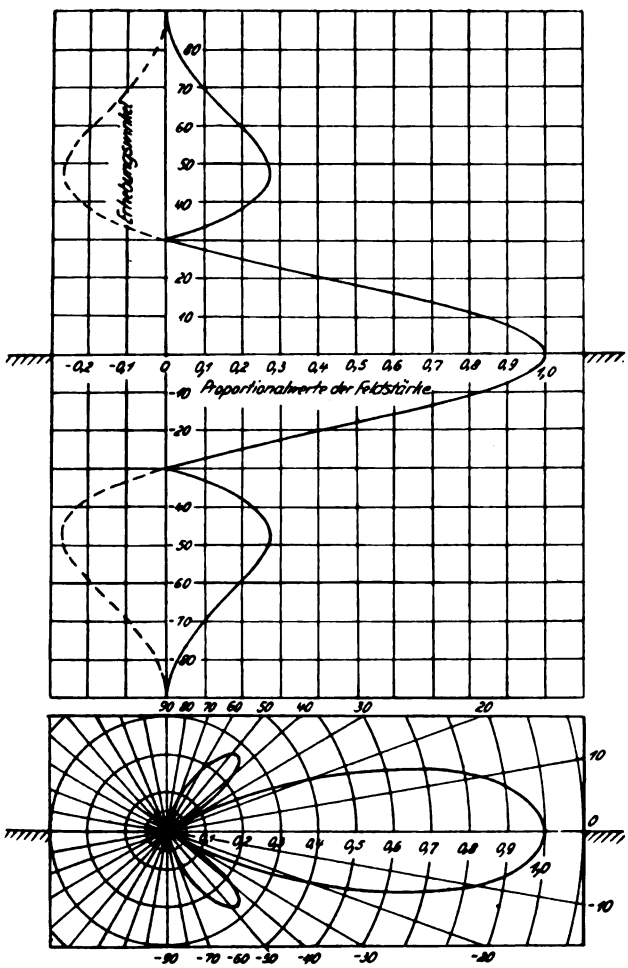


Bild 16.

Bild 15 und 16
Vertikalcharakteristiken (gerechnet für nicht vorhandene Erde).

Dielektrizitätskonstante. In diesem Falle kommt es sehr auf den Abstand der Dipole von der Erdoberfläche an. Die vollkommen reflektierende Erdoberfläche kann für die Strahlung ersetzt werden durch das Spiegelbild der über der Erde befindlichen Antennenanordnung, gespiegelt an der Erdoberfläche. Die Schwingung im Spiegelbild ist in Gegenphase zur Antennenschwingung anzusetzen (180° Phasensprung bei Reflexion an der Erdoberfläche). Die Gleichung der Strahlungs-Charakteristik (vgl. Anhang) lautet dann:

$$(K_{4c})_{\text{refl. Erde}} = \cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)\cos(\pi\sin\varphi)\sin\left(\frac{5\pi}{2}\sin\varphi\right).$$

Bild 17 und 19 geben das Strahlungsdiagramm in Polarkoordinaten bzw. rechtwinkligen Koordinaten.

3. Aufnahme der Horizontal-Charakteristik.

Zur Aufnahme der Horizontal-Charakteristik wurde um das Antennensystem ein Kreis von 5 km Radius in gleichbleibender Höhe[3]) geflogen. Die Ablesungen am Meßgerät wurden normalerweise alle 10 Sekunden nach dem Sekundenzeiger einer Stoppuhr vorgenommen, nur bei starken Aenderungen der Feldstärke

Bild 17.

Vertikalcharakteristik in Polarkoordinaten (gerechnet für vollkommen reflektierende Erdoberfläche).

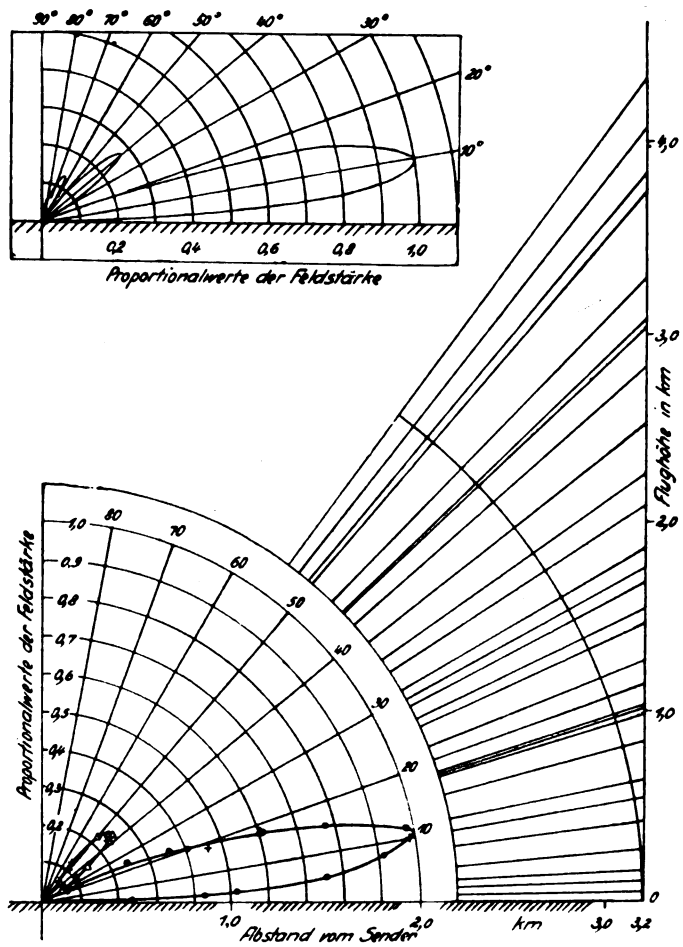


Bild 18.

Experimentell aufgenommene Vertikalcharakteristik in Feldstärkewerten (Polarkoordinaten).

alle 5 Sekunden. Ferner wurde zu markanten Punkten im Gelände, welche auf dem Kartenkreis lagen, an Hand der gleichen Stoppuhr jedesmal der Zeitpunkt der Ueberfliegung festgestellt. Aus letzteren Werten wurde das Weg-Zeit-Diagramm bzw. das Winkel-Zeit-Diagramm erhalten, wie Bild 21 zeigt. Daraus ließ sich der jeder Ablesezeit zugeordnete Winkel entnehmen und mit den Ablesewerten die Horizontal-Charakteristik zeichnen. Bei diesen Messungen zeigte die Normale des Empfangsdipoles am Flugzeug stets nach der Sendeantenne (vgl. Bild 9). Die Winkelgeschwindigkeit betrug bei mäßigem Wind durchschnittlich 0,45° pro Sekunde.

[3]) Hierzu wurde neben dem normalen Höhenmesser ein Statoskop (Differential-Meßgerät) benutzt, welches vor dem Führersitz angebracht war.

Digitized by Google

Bild 14 stellt die Horizontal-Charakteristik in der Feldstärke linear proportionalen Werten dar, welche mittels der Eichkurve (Bild 10) aus der Kurve von Bild 21 ermittelt wurde. Die Charakteristik Bild 14 ist mit der gerechneten von Bild 13 vergleichbar. Der Verlauf ist in beiden Bildern ähnlich. Die Uebereinstimmung in den Verhältnissen der verschiedenen

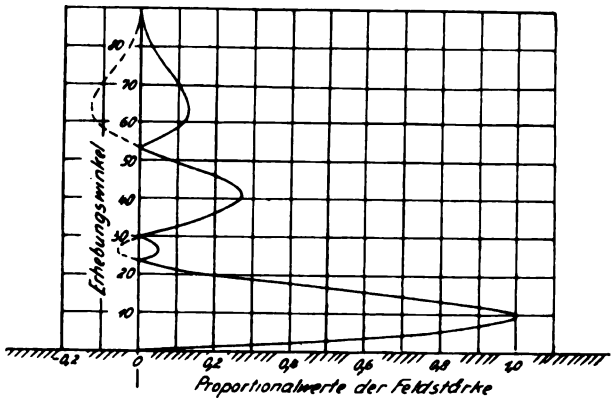


Bild 19.

Vertikalcharakteristik in rechtwinkligen Koordinaten (gerechnet für vollkommen reflektierende Erdoberfläche).

Maxima ist teilweise gut, teilweise sind aber auch größere Abweichungen vorhanden. Aehnlich ist es mit den den einzelnen Maxima und Minima zugeordneten Winkeln. Das erste Nebenmaximum fällt zu beiden Seiten verschieden groß aus, was auf ein 30 m-Richtstrahlsystem zurückzuführen sein kann, welches auf der rechten Seite (des Bildes entsprechend gesehen) unmittelbar an das untersuchte 17 m-System angebaut ist. Das bei 223° liegende Maximum ist hinter dem Reflektor aufgenommen. Die Reflektorwirkung ist also nicht vollkommen, doch beträgt die Feldstärke hier nur etwa den siebenten Teil des Hauptstrahls, ist also etwa von derselben Größenordnung wie das zweite Nebenmaximum des Hauptstrahles. Das rückwärtige Hauptmaximum liegt nicht genau in der Verlängerung des Hauptstrahlmaximums, sondern ist um etwa 8° aus dieser Richtung verschoben. Bild 12, welches die Charakteristik von Bild 14 in Polarkoordinaten zeigt, läßt diese Verschiebung deutlich erkennen. Dieses Bild ist vergleichbar mit der (daneben befindlichen) gerechneten Charakteristik von Bild 11.

Die Horizontal-Charakteristik von Bild 12 und 14 bezog sich auf eine Höhe von 250 m über der Erdoberfläche, entsprechend einem Erhebungswinkel von 2,9°. Einen durchaus gleichartigen Verlauf zeigen die Horizontal-Kennlinien, welche in zwei anderen Höhen aufgenommen wurden, einer geringeren bei 125 m entsprechend 1,4° (Kurve *a*) und einer größeren bei 410 m entsprechend 4,5° Erhebungswinkel (Kurve *c*). Sämtliche drei Kennlinin sind in Bild 22 aufgetragen und zwar in Ablesewerten (Skalenteilen), abhängig von den Winkelgraden des Basiskreises. Kurve *b* ist mit der von Bild 21 identisch.

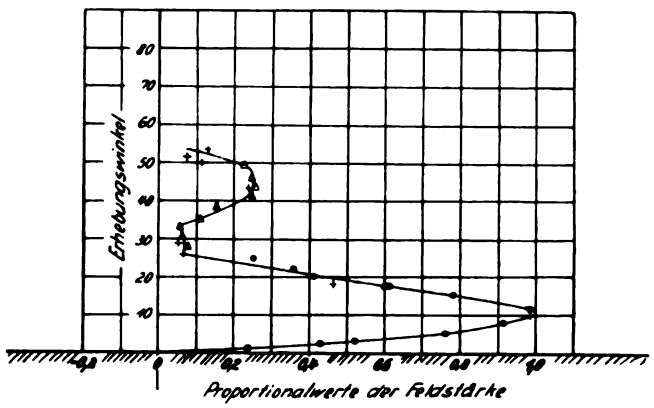


Bild 20.

Experimentell aufgenommene Vertikalcharakteristik in Feldstärkewerten (rechtwinklige Koordinaten).

Bei den obigen Strahlungs-Kennlinien weicht die Richtung des Hauptstrahlmaximums von der Sollrichtung etwas ab und es scheint, daß diese Abweichung mit zunehmendem Erhebungswinkel kleiner wird. Für volle Klarstellung dieser Frage ist jedoch die Zahl der Charakteristiken zu gering und ihre Erhebungswinkel sind zu wenig verschieden. Ferner reicht hierfür auch die bei diesen Messungn erreichte Genauigkeit noch nicht aus.

Um ein Bild von der Geschwindigkeit zu geben, mit welcher eine solche Horizontal-Charakteristik aufgenommen wurde, sei noch erwähnt, daß die drei Kenn-

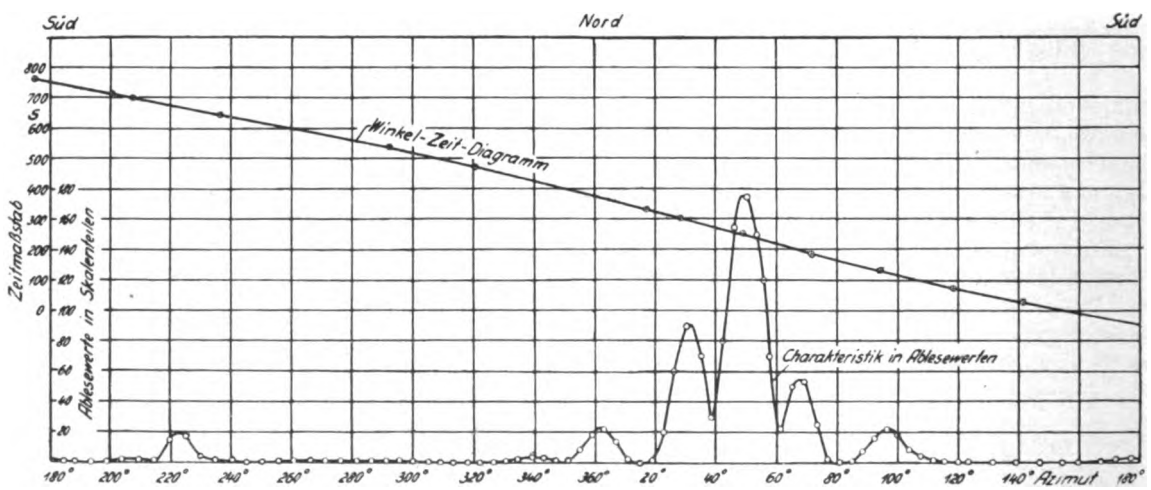


Bild 21.

Experimentell aufgenommene Horizontalcharakteristik in Ablesewerten.

Digitized by Google

lienien a, b und c von Bild 22 mit einer Wiederholung von Kurve c, zwecks Kontrolle, in der Zeit von zwei halben Stunden hintereinander aufgenommen wurden. Diese mittels Flugzeug erzielte große Meßgeschwindigkeit in Verbindung mit der verhältnismäßig hohen erreichten Genauigkeit würde sich am Boden auch nicht annähernd verwirklichen lassen. Hinzu kommt, daß bei horizontaler Sendepolarisation die Feldstärkewerte am Boden sehr gering sind, wie die gleichzeitig am Boden vom RPZ. vorgenommenen Messungen ergeben haben (vgl. Bild 8a u. 8b). Der Vorteil der Messung mittels Flugzeug tritt schon bei Aufnahme

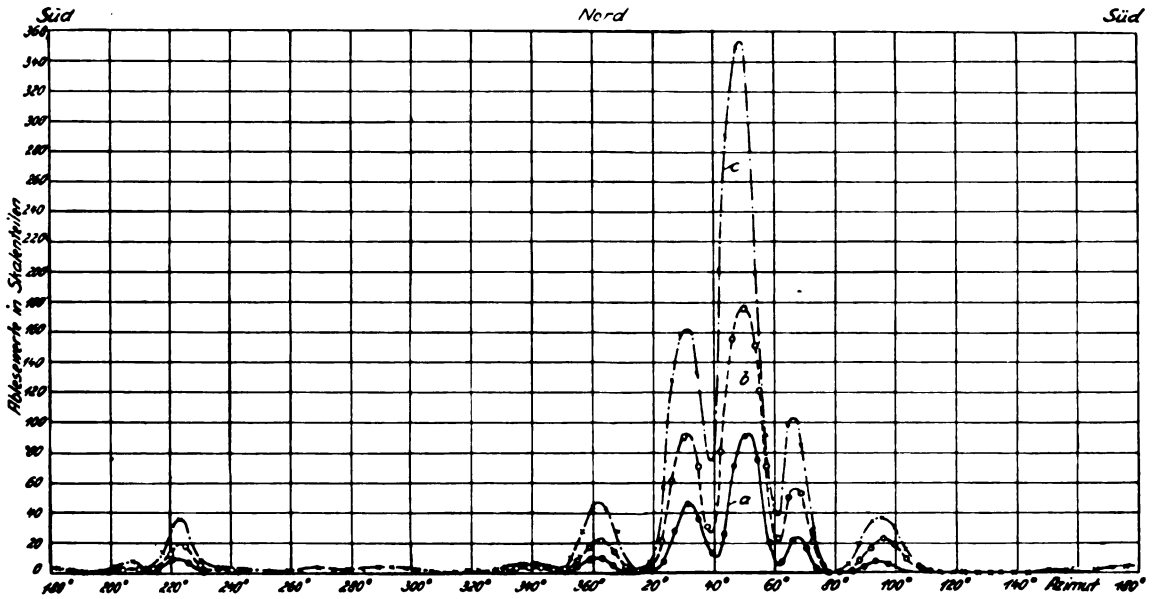


Bild 22.
Experimentelle Horizontalcharakteristiken in Ablesewerten
Kurve a in 125 m aufgenommen entsprechend 1,4° Erhebungswinkel
„ b „ 250 m „ „ 2,9° „
„ c „ 410 m „ „ 4,5° „

der Horizontal-Charakteristik deutlich hervor. Bei der im folgenden behandelten Vertikal-Charakteristik gibt das Luftfahrzeug überhaupt erst die Möglichkeit, bei der hier betrachteten Wellenlänge von 17 m und darüber, diese Charakteristik der Messung zugänglich zu machen.

4. Aufnahme der Vertikal-Charakterik.

Zur Ermittlung der Vertikal-Charakteristik wurde das Stück der Horizontal-Kennlinie, welches das Hauptmaximum und die beiden ersten Nebenmaxima einschließt, in verschiedenen Höhen[4]) entsprechend verschiedenen Erhebungswinkeln aufgenommen. Diese Messungen wurden noch etwas vereinfacht, indem jeweils nur die Höchstwerte bei den drei Maxima abgelesen wurden, und indem statt des Stückes Kreisbogen eine gerade Linie annähernd senkrecht zum horizontalen Hauptstrahl geflogen wurde. Der Abstand der Projektion dieser Fluglinie von der Sendeantenne wurde dabei konstant gleich 3,2 km gehalten. Diese Basis war gut markiert als Verbindungsgerade von zwei Kirchtürmen der Orte Börnicke und Paaren. Da die Flugbasis für alle Höhen gleich blieb, vergrößerte sich der Abstand der horizontalen Fluggeraden vom Sender mit zunehmender Höhe bis maximal auf fast den doppelten Wert. Bei der Auftragung der Meßwerte im Diagramm wurde diese Aenderung des Abstandes berücksichtigt, indem die in verschiedenen Höhen in Proportionalwerten gemessenen Feldstärken auf den Basisabstand = 3,2 km reduziert wurden. Dabei wurde die Beziehung $\mathfrak{E} \sim \frac{1}{r}$, welche für kugelförmige Ausbreitung ohne Berücksichtigung der Dämpfung gilt, zugrunde gelegt ($\mathfrak{E}$ = Feldstärke, r = Entfernung).

Bild 18 zeigt die auf die beschriebene Weise experimentell ermittelte Vertikal-Charakteristik in Polarkoordinaten und zwar in der Feldstärke linear proportionalen Werten. In diesem Bild sind auch die Flughöhen mit der Basis 3,2 km, die Meßstrahlen und der Reduktionskreisbogen eingetragen[5]). Es sind drei verschiedene Arten von Punkten (Kreise, Dreiecke und Kreuze) eingetragen, entsprechend den drei verschiedenen Aufnahmetagen. Die Messungen an den späteren Tagen wurden auf die erste Messung reduziert, indem jeweils ein oder zwei Punkte der ersten Messung, davon möglichst eine im Hauptmaximum, wiederholt wurden. Dadurch wurden einerseits geringe Aenderungen in der Empfindlichkeit der Meß-

[4]) Die genaue Höhenbestimmung erfolgte durch Auswertung eines mit Höhenschreiber aufgenommenen Luftdruck-Zeit-Diagramms nach der Barometerformel unter Berücksichtigung der Lufttemperatur.

[5]) Bei den steilen Meßstrahlen ist zu überlegen, daß eine Abweichung der Vertikalcharakteristik des Flugzeugempfangsdipoles von der Kreisform zu Ungenauigkeiten bei den Messungen Veranlassung geben kann. Aus diesem Grunde durchgeführte Versuche ergaben, daß diese Abweichungen in dem hier in Betracht kommenden Winkelbereich etwa von der Größenordnung der Meßgenauigkeit sind. Bezüglich der horizontalen Empfangscharakteristik des Flugzeugdipoles ist zu sagen, daß bei allen Messungen nur in deren Maximum gemessen wurde, welches sehr breit ist, so daß kleine Abweichungen von der Maximallage praktisch keine Unterschiede ergeben.

Digitized by Google

anordnung oder der Sendestromstärke eliminiert, andererseits die Meßanordnung und das Antennensystem auf grobe Veränderungen kontrolliert, indem darauf geachtet wurde, ob der Maximalausschlag immer von ungefähr derselben Größe war. Die höchste bei den Messungen erreichte Höhe betrug 4400 m über dem Boden.

Ein Vergleich der experimentell ermittelten Charakteristik von Bild 18 mit den gerechneten Charakteristiken (Bild 16 und 17) zeigt, daß die Annahme oberfläche (Spiegelbild in Gegenphase) der Wirklichkeit sehr nahe kommt, denn der Kurvenlauf in Bild 18 und Bild 17 ist sehr ähnlich. Für diesen Vergleich eignet sich noch besser die in rechtwinkligen Koordinaten aufgetragene Kennlinie, da bei Polarkoordinaten die kleinen Amplituden unterdrückt werden. Daher ist in Bild 20 die Vertikal-Charakteristik auch in rechtwinkligen Koordinaten gezeichnet. Diese ist dann vergleichbar mit Bild 19. Hierbei zeigt sich erst richtig, wie weit die Uebereinstimmung im Verlauf der Kurven geht. Sogar das kleine Zwischenmaximum bei etwa 28°, welches in der Polarkoordinatendarstellung von Bild 17 nicht zum Ausdruck kommt, ist in den Meßwerten angedeutet. Die Feldstärke im ersten großen Nebenmaximum beträgt bei der gemessenen Kurve 25 Prozent der Feldstärke im Hauptmaximum, bei der gerechneten 27 Prozent, beide Werte stimmen also auch sehr gut überein. Der Erhebungswinkel für das Hauptmaximum beträgt gemessen 10,5°, gerechnet 9,5°, entsprechend für das große Nebenmaximum 41° und etwa 45°. Die Winkel der Minima erscheinen bei der Messung ebenfalls etwas nach größeren Werten verschoben, und zwar bei allen Fällen mehr als der Meßgenauigkeit entspricht. Die gemessenen Erhebungswinkel der Maxima und Minima liegen dabei sämtlich um etwa den gleichen Prozentsatz (10 Proz.) höher als die für vollkommene Reflexion gerechneten.

Die Ergebnisse zeigen also, daß unter den Bodenverhältnissen der Großfunkstelle Nauen eine fast vollkommene Reflexion eintritt. In jüngster Zeit sind von Strutt (Philips-Eindhoven) sehr eingehend theoretische und experimentelle Untersuchungen über die „Strahlung von Antennen unter dem Einfluß der Erdbodeneigenschaften“[6]) gemacht worden, welche durchaus im Einklang mit dem vorliegenden Ergebnis stehen. Mit dem Problem der Abstrahlung von der Erdoberfläche bei kurzen Wellen beschäftigen sich ferner die Arbeiten von Eckersley und Yagi[7]). Eckersley zeigt gerechnete Vertikal-Charakteristiken für einfache Antennen mit vertikaler und horizontaler Polarisation. Yagi bringt entsprechende Vertikal-Kennlinien, welche experimentell bei Wellen von 1—2 m Länge aufgenommen wurden. Soweit bei diesen Arbeiten ein Vergleich möglich ist, ergibt sich eine gute Uebereinstimmung zwischen Berechnung und Experiment.

VIII. Anhang (Berechnungen).

Die an sich bekannten Gleichungen[8]) der Strahlungs-Charakteristiken werden der Uebersichtlichkeit halber im folgenden abgeleitet und zusammengestellt.

a) Horizontal-Charakteristik.

Wie bereits erwähnt, ist für die Berechnung der Horizontal-Charakteristik allein maßgebend die Horizontalgruppe von acht gleichphasig strahlenden Dipolen, wie sie Bild 5a zeigt. Die Gleichung der Charakteristiken erhält man auf einfache Weise, indem man die Gleichung der Strahlungs-Charakteristik

Bild 23.
Schematische Darstellung der horizontalen Dipolgruppe.

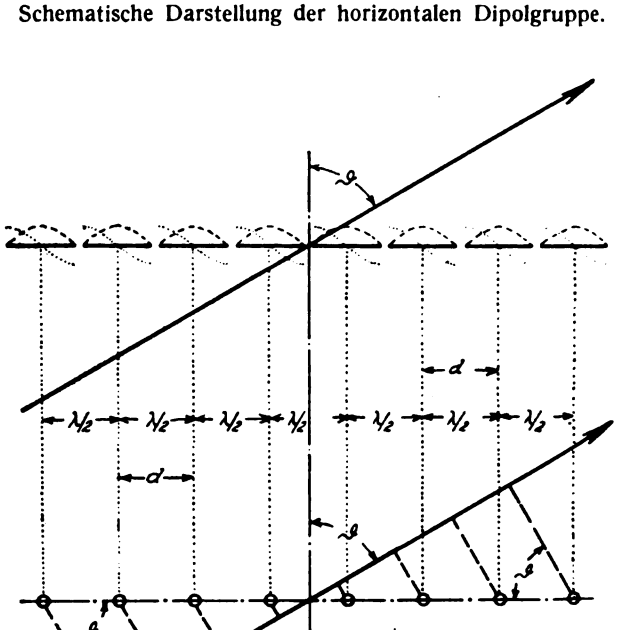
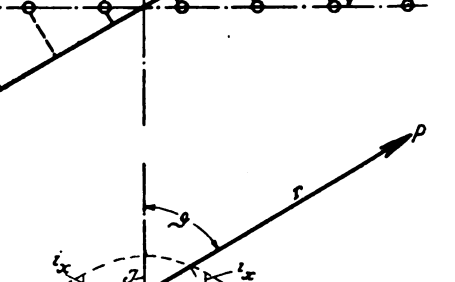


Bild 24.
Einfacher Horizontaldipol.



eines einzelnen Dipols multipliziert mit der Gleichung der Gruppen-Charakteristik von acht punktförmigen gleichphasigen Antennen, wie Bild 23b zeigt. Man kann sich Bild 23b aus Bild 23a entstanden denken, indem jeder Dipol durch seinen Mittelpunkt ersetzt wird. Der Ansatz zur Berechnung der Strahlungs-Charakteristik eines Dipoles[9]) ist aus Bild 24 ersichtlich. Der Dipol wird durch die Symmetrielinie halbiert, ϑ bezeichnet den Winkel zwischen dieser Normalen und dem Fahrstrahl.

---

[6]) M. J. O. Strutt, Ann. d. Phys. (5) 1, S. 721, 1929. Naturwissenschaften 17, S. 727, 1929.

[7]) T. L. Eckersley, Journ. Inst. El. Eng. 65, S. 600, 1927. H. Yagi, Proc. Inst. Rad. Eng. 16, S. 715, 1929.

[8]) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. 22, S. 943, 1907. R. M. Foster, Bell. Syst. Techn. Journ. 5, S. 292, 1926. L. Bergmann, Ann. d. Phys. 82, S. 504, 1927. H. Plendl, Jahrb. d. drahtl. Tel. 30, S. 80, 1927. O. Böhm, E. N. T. 5, S. 413, 1929 und Telefunken-Zeitung H. 52, S. 26, 1929. H. Stenzel, E. N. T. 6, S. 165, 1929. R. Bechmann, Telefunken-Zeitung H. 53, S. 54, 1930.

[9]) M. Abraham, Ann. d. Phys. 66, S. 435, 1898.

Digitized by Google

Für die Intensität des elektrischen Feldes in einem Punkte P in sehr großer Entfernung r gilt nach Hertz:

$$d\mathfrak{E} = \overbrace{\frac{2\pi c}{\lambda r}}^{\text{Konstante}} \overbrace{i_x\,dx}^{\text{Stromelement}} \overbrace{\cos\vartheta}^{\text{Richtung}} \overbrace{\sin\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right)}^{\text{Zeit, Ort}} \overbrace{\cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\sin\vartheta\right)}^{\text{Gangunterschied}}. \quad (1)$$

Das gesamte elektrische Feld in P ergibt sich durch Integration über die halbe Antennenlänge und Multiplikation mit 2 zu:

$$\mathfrak{E} = \frac{4\pi c}{\lambda r}\cos\vartheta \sin\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right)\int_{x=0}^{x=l} i_x \cos\left(\frac{2\pi x \sin\vartheta}{\lambda}\right) dx. \quad (2)$$

Für sinusförmige Stromverteilung gilt:

$$i_x = \mathfrak{J}\cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right), \quad (3)$$

wenn J den Antennenstrom im Strombauch bedeutet. Eingesetzt in obige Gleichung, ergibt sich:

$$\mathfrak{E} = \frac{4\pi c}{\lambda r}\cos\vartheta \sin\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right) \cdot \int_{x=0}^{x=l} \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right)\cos\left(\frac{2\pi x \sin\vartheta}{\lambda}\right) dx. \quad (4)$$

Nach Ausführung der Integration (partielle Methode) und Zusammenfassung folgt:

$$\mathfrak{E} = \frac{2c\mathfrak{J}}{r}\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\vartheta\right)}{\cos\vartheta}\sin\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right) \quad (5)$$

Aehnlich ergibt sich für die magnetische Intensität $\mathfrak{H}$ im Punkte P:

$$\mathfrak{H} = \frac{2\mathfrak{J}}{r}\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\vartheta\right)}{\cos\vartheta}\sin\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right) \quad (6)$$

Für die Strahlung durch die Einheit der Oberfläche senkrecht zum Radiusvektor in der Zeit $d\,t$ folgt dann:

$$d\mathfrak{S} = \frac{1}{4\pi}\mathfrak{E}\,\mathfrak{H}\,dt, \text{ eingesetzt:} \quad (7)$$

$$d\mathfrak{S} = \frac{\mathfrak{J}^2 c}{\pi r^2}\frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\sin\vartheta\right)}{\cos^2\vartheta}\sin^2\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right)dt \quad (8)$$

Für die Horizontal-Charakteristiken in Feldstärkewerten kann man sich auf Gleichung (5) beschränken und hier genügt es, nur das Glied zu betrachten, welches den Winkel ϑ enthält:

$$K_1 = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\vartheta\right)}{\cos\vartheta} \quad (9)$$

Dieser Ausdruck liefert die bekannte Dipol-Charakteristik.

Es fehlt nun noch die Charakteristik der Ersatz-Antennengruppe von Bild 23b. Der Abstand der Antennen sei zunächst mit d bezeichnet. Für die Berechnung wird eine Symmetrielinie gelegt, welche die Gruppe halbiert. Der Fahrstrahl wird durch den Symmetriepunkt gelegt, ϑ bezeichnet den Winkel zwischen Fahrstrahl und Symmetrieachse (= Normale) zur Systemebene. Der Ansatz der Gruppencharakteristik lautet:

(10)

Von der Mitte nach rechts:	Von der Mitte nach links:	
$\cos\left(\omega t + \frac{2\pi\frac{d}{2}}{\lambda}\sin\vartheta\right)$	$+\cos\left(\omega t - \frac{2\pi\frac{d}{2}}{\lambda}\sin\vartheta\right)$	erster Punkt
$+\cos\left(\omega t + \frac{2\pi\frac{3d}{2}}{\lambda}\sin\vartheta\right)$	$+\cos\left(\omega t - \frac{2\pi\frac{3d}{2}}{\lambda}\sin\vartheta\right)$	zweiter Punkt
$+\cos\left(\omega t + \frac{2\pi\frac{5d}{2}}{\lambda}\sin\vartheta\right)$	$+\cos\left(\omega t - \frac{2\pi\frac{5d}{2}}{\lambda}\sin\vartheta\right)$	dritter Punkt
$+\cos\left(\omega t + \frac{2\pi\frac{7d}{2}}{\lambda}\sin\vartheta\right)$	$+\cos\left(\omega t - \frac{2\pi\frac{7d}{2}}{\lambda}\sin\vartheta\right)$	vierter Punkt

Für $d = \frac{\lambda}{2}$ ergibt sich:

$$K_2 = \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\sin\vartheta\right) + \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\sin\vartheta\right) + \cos\left(\omega t + \frac{3\pi}{2}\sin\vartheta\right) + \cos\left(\omega t - \frac{3\pi}{2}\sin\vartheta\right) + \cos\left(\omega t + \frac{5\pi}{2}\sin\vartheta\right) + \cos\left(\omega t - \frac{5\pi}{2}\sin\vartheta\right) + \cos\left(\omega t + \frac{7\pi}{2}\sin\vartheta\right) + \cos\left(\omega t - \frac{7\pi}{2}\sin\vartheta\right) \quad (11)$$

Faßt man jede der vier Zeilen nach der trigonometrischen Formel

$$\cos(\alpha+\beta) + \cos(\alpha-\beta) = 2\cos\alpha\cos\beta \quad (12)$$

zusammen, so ergibt sich:

$$K_2 = 2\cos\omega t \cdot \left[\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\vartheta\right) + \cos\left(\frac{3\pi}{2}\sin\vartheta\right) + \cos\left(\frac{5\pi}{2}\sin\vartheta\right) + \cos\left(\frac{7\pi}{2}\sin\vartheta\right)\right] \quad (13)$$

Von den Klammergliedern läßt das erste mit dem zweiten und das dritte mit dem vierten sich nach folgender Formel zusammenfassen:

$$\cos\gamma + \cos\delta = 2\cos\left(\frac{\gamma+\delta}{2}\right)\cdot\cos\left(\frac{\gamma-\delta}{2}\right), \quad (14)$$

woraus sich ergibt:

$$K_2 = 4\cos\omega t\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\vartheta\right)\left[\cos(\pi\sin\vartheta) + \cos(3\pi\sin\vartheta)\right] \quad (15)$$

Nochmalige Zusammenfassung der Klammerausdrücke nach Gleichung (14) ergibt schließlich:

$$K_2 = 8\cos\omega t\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\vartheta\right)\cos(\pi\sin\vartheta)\cos(2\pi\sin\vartheta) \quad (16)$$

Digitized by Google

Für die relative Gruppen-Charakteristik genügt es nur, die Glieder zu betrachten, welche ϑ enthalten entsprechend:

$$K_2' = \cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\vartheta\right)\cos(\pi\sin\vartheta)\cos(2\pi\sin\vartheta). \quad (17)$$

Die relative Gesamt-Charakteristik der wagerechten Gruppen von acht gleichphasigen Dipolen erhält man dann durch Multiplikation der Ausdrücke von Gleichung (9) und (17) zu:

$$K_{8h} = \frac{1}{\cos\vartheta}\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\sin\vartheta\right)\cos(\pi\sin\vartheta)\cos(2\pi\sin\vartheta). \quad (18)$$

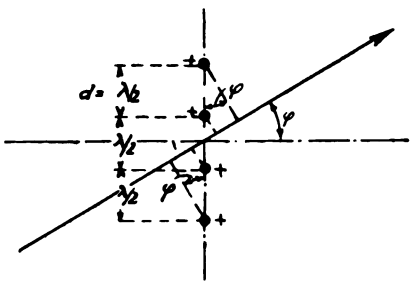


Bild 25.

Schematische Darstellung der vertikalen Dipolgruppe für nicht vorhandene Erde.

b) Vertikal-Charakteristik.

1. Nicht reflektierende Erdoberfläche.

Wie bereits erwähnt, ist für die Berechnung der Vertikal-Charakteristik allein maßgebend die Vertikalgruppe von vier im Abstande von $\frac{\lambda}{2}$ übereinander angeordneten Horizontaldipolen. Die Einzel-Charakteristik eines Dipolelementes senkrecht zu seiner Achse ist ein Kreis, geht also in die Gesamt-Charakteristik als Konstante ein. Daher genügt es für die Bestimmung der relativen Gesamt-Charakteristik, nur die relative Gruppen-Charakteristik zu ermitteln. Die Anordnung der Dipole ist aus Bild 25 ersichtlich. Für die Berechnung wird wieder eine Symmetrielinie gelegt, welche die Gruppe halbiert. Die Erdoberfläche läuft parallel zu dieser und kann, da sie nicht reflektiert, unberücksichtigt bleiben; der Fahrstrahl wird durch den Symmetriepunkt gelegt. φ bezeichnet den Winkel (Erhebungswinkel) zwischen Fahrstrahl und Symmetrieachse (= Normale) zur Systemebene. Der Ansatz der Gruppen-Charakteristik ist ähnlich wie Gleichung (10) und lautet:

(19)

Von der Mitte nach oben:	Von der Mitte nach unten:	
$\cos\left(\omega t + \frac{2\pi\frac{d}{2}}{\lambda}\sin\varphi\right)$	$+\cos\left(\omega t - \frac{2\pi\frac{d}{2}}{\lambda}\sin\varphi\right)$	erster Punkt
$+\cos\left(\omega t + \frac{2\pi\frac{3d}{2}}{\lambda}\sin\varphi\right)$	$+\cos\left(\omega t - \frac{2\pi\frac{3d}{2}}{\lambda}\sin\varphi\right)$	zweiter Punkt

Für Antennenabstand $d = \frac{\lambda}{2}$ ergibt sich:

$$K = \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\sin\varphi\right) + \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\sin\varphi\right) + \cos\left(\omega t + \frac{3\pi}{2}\sin\varphi\right) + \cos\left(\omega t - \frac{3\pi}{2}\sin\varphi\right) \quad (20)$$

Durch Anwendung derselben Rechenmethode wie bei Gleichung (11) ergibt sich schließlich:

$$K = 4\cos\omega t\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)\cos(\pi\sin\varphi). \quad (21)$$

Für die relative Vertikal-Charakteristik genügt es wieder, nur die Glieder mit φ zu betrachten, so daß für die vertikale Gruppe von 4 horizontalen Dipolen bei nicht reflektierender Erde als relative Gesamt-Charakteristik folgt:

$$(K_{4v})_{\text{ohne Erde}} = \cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)\cos(\pi\sin\varphi). \quad (22)$$

2. Vollkommen reflektierende Erde.

Hierbei ist ebenfalls allein maßgebend die Vertikalgruppe von 4 im Abstande von $\frac{\lambda}{2}$ übereinander angeordneten Horizontaldipolen und es genügt hier ebenso

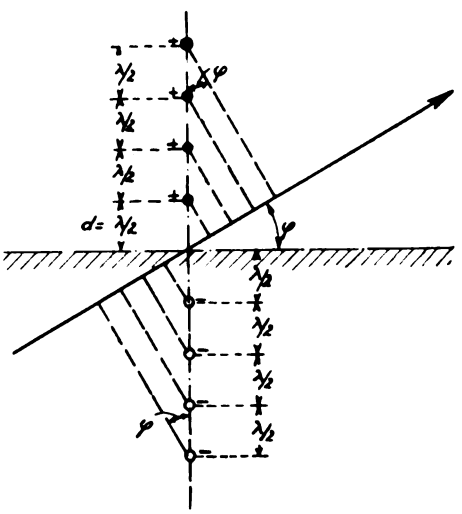


Bild 26.

Schematische Darstellung der vertikalen Dipolgruppe für reflektierende Erdoberfläche.

wie bei (1), die relative Gruppen-Charakteristik zu ermitteln. Die Anordnung der Dipole ist aus Bild 26 ersichtlich. Die vollkommen reflektierende Erdoberfläche wird ersetzt durch das Spiegelbild der über der Erde befindlichen Antennenanordnung, gespiegelt an der Erdoberfläche. Die Schwingung im Spiegelbild ist in Gegenphase zur Antennenschwingung anzusetzen (180° Phasensprung bei Reflexion an der Erdoberfläche). Die Erdoberfläche ist zugleich Symmetrielinie. Der Fahrstrahl wird wieder durch den Symmetriepunkt gelegt. Mit φ ist wieder der Winkel bezeichnet, den Fahrstrahl und Symmetrieachse einschließen, φ ist also der Erhebungswinkel. Der Ansatz der Gruppen-Charakteristik ist ähnlich wie Gleichung (10) und lautet:

Digitized by Google

(23)

Von der Mitte nach oben:	Von der Mitte nach unten:	
$\cos\left(\omega t+\frac{2\pi d}{\lambda}\sin\varphi\right)$	$-\cos\left(\omega t-\frac{2\pi d}{\lambda}\sin\varphi\right)$	erster Punkt
$+\cos\left(\omega t+\frac{2\pi 2d}{\lambda}\sin\varphi\right)$	$-\cos\left(\omega t-\frac{2\pi 2d}{\lambda}\sin\varphi\right)$	zweiter Punkt
$+\cos\left(\omega t-\frac{2\pi 3d}{\lambda}\sin\varphi\right)$	$-\cos\left(\omega t-\frac{2\pi 3d}{\lambda}\sin\varphi\right)$	dritter Punkt
$-\cos\left(\omega t+\frac{2\pi 4d}{\lambda}\sin\varphi\right)$	$-\cos\left(\omega t-\frac{2\pi 4d}{\lambda}\sin\varphi\right)$	vierter Punkt

Für Antennenabstand $d=\frac{\lambda}{2}$ ergibt sich:

$$K=\cos(\omega t+\pi\sin\varphi)-\cos(\omega t-\pi\sin\varphi) \quad (24)$$
$$+\cos(\omega t+2\pi\sin\varphi)-\cos(\omega t-2\pi\sin\varphi)$$
$$+\cos(\omega t+3\pi\sin\varphi)-\cos(\omega t-3\pi\sin\varphi)$$
$$+\cos(\omega t+4\pi\sin\varphi)-\cos(\omega t-4\pi\sin\varphi)$$

Durch Umformung mit Hilfe der trigonometrischen Formeln:

$$\cos(\alpha+\beta)-\cos(\alpha-\beta)=2\sin\alpha\sin\beta \text{ und} \quad (25)$$

$$\sin\gamma+\sin\delta=2\sin\left(\frac{\gamma+\delta}{2}\right)\cos\left(\frac{\gamma-\delta}{2}\right) \quad (26)$$

ergibt sich schließlich auf ähnliche Weise wie bei Gleichung (11):

$$K=-8\sin\omega t\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)\cos(\pi\sin\varphi)\sin\left(\frac{5\pi}{2}\sin\varphi\right) \quad (27)$$

Für die relative Gesamt-Charakteristik der Vertikalgruppe von 4 gleichphasigen Horizontaldipolen im Abstand $\frac{\lambda}{2}$ bei vollkommen reflektierender Erdoberfläche folgt, wenn nur die Glieder mit φ betrachtet werden:

$$(K_{4v})_{\text{refl. Erde}}=\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)\cos(\pi\sin\varphi)\sin\left(\frac{5\pi}{2}\sin\pi\right). \quad (28)$$

Zusammenfassung.

In der Arbeit wird über eine experimentelle Untersuchung des Strahlungsverlaufs eines aus 64 Elementen bestehenden Kurzwellen-Richtsenders der Großstation Nauen berichtet. Die Messungen wurden teils in Bodennähe, teils mit einem Flugzeug in der Luft ausgeführt. Die in Form von Strahlungs-Kennlinien erhaltenen Ergebnisse wurden verglichen mit den gerechneten Strahlungs-Charakteristiken. Bei der horizontalen Strahlungs-Kennlinie ist die Uebereinstimmung von Messung und Berechnung verhältnismäßig gut. Für die vertikale Strahlungs-Kennlinie wurden die zwei Grenzfälle

a) nicht reflektierende Erdoberfläche,

b) vollkommen reflektierende Erdoberfläche,

gerechnet. Die gemessene Vertikal-Charakteristik stimmt verhältnismäßig gut mit dem Fall b) überein, woraus folgt, daß die Erdoberfläche bei den Nauener Bodenverhältnissen ein sehr hohes Reflexionsvermögen aufweist. Dies wird auch dadurch bestätigt, daß die Feldstärke von Null am Erdboden mit zunehmender Höhe sehr rasch ansteigt. Es ergibt sich weiter, daß die ausgestrahlte Energie sowohl in der Horizontal- als auch in der Vertikalebene in der gewünschten Richtung stark gebündelt wird.

Messungen an einem aus 192 Elementen bestehenden Strahlersystem sind im Gange, aber noch nicht abgeschlossen. Aus ihnen läßt sich jetzt bereits entnehmen, daß die Bündelung der ausgestrahlten Energie entsprechend der größeren Anzahl der Elemente schärfer ist als bei der älteren Anlage.

(Eingegangen am 16. Mai 1930.)

Experimentelle Untersuchungen an Spulen mit leitenden Kernen und Hüllen.

Von **Georg Loos**, Gräfelfing bei München.*)

Inhaltsübersicht.

I. Einleitung.
II. Versuche.
A. Widerstandsmessungen an Spulen mittels Zusatzwiderstand.
B. Bestimmung der Spulenkapazität nach dem Rietzschen Verfahren. Berechnung der Spuleninduktion aus der Eigenwelle der Spule.
III. Diskussion der Meßergebnisse.
A. Im Inneren der Spule befinden sich Röhren mit variablen Durchmessern.
B. Im Inneren der Spule befinden sich Röhren von veränderlicher Länge.
C. Im Inneren der Spule befinden sich Ringe aus verschieden starken Kupferdrähten.
D. Im Inneren der Spule befinden sich Ringe aus Konstantandraht.
E. Im Inneren der Spule befinden sich geschlitzte Röhren mit variablen Durchmessern.
F. Im Inneren der Spule befinden sich Blechstreifen von veränderlicher Länge.
G. Die Spule wird von Röhren mit variablen Durchmessern umhüllt.
IV. Zusammenfassung.

*) Dissertation der Techn. Hochschule München.

I. Einleitung.

Anläßlich einer auf der Gräfelfinger Drahtlostelegraphischen Versuchsstation vorgenommenen Erprobung von Rahmenantennen, welche für Peilzwecke an einem Metallflugzeug anzubringen waren, trat die Frage in den Vordergrund, nach welchen Gesichtspunkten man — bei den verschiedenen Konfigurationsmöglichkeiten — den Einfluß der Metallkonstruktionen zu bewerten habe.

Digitized by Google

Es erscheint einleuchtend, daß die metallischen Flugzeugteile in der Nähe der Rahmenspule zwei gesonderte Wirkungen ausüben werden, je nachdem, ob es sich um ihren Einfluß auf das vom fernen Sender ankommende Strahlungsfeld oder um ihren Einfluß auf die von den Strömen in der Spule herrührenden elektrischen und magnetischen Felder handelt.

Die erste Wirkung wird sich in einer Aenderung der Größe der Absorptions- oder Empfangsfläche äußern, d. h. der Anzahl von Quadratmetern senkrecht zur Strahlrichtung, aus welchen man sich bei der in Betracht kommenden Wellenlänge die Empfangsenergie entnommen denken kann.

Die zweite Wirkung wird in einer Aenderung der ursprünglichen Spulenkonstanten, hinsichtlich des Betrages des Selbstinduktionskoeffizienten, der Eigenkapazität und des Spulenwiderstandes bestehen.

Zweckmäßig wird einer Untersuchung über die Aenderung der Größe der Absorptionsfläche eine Untersuchung der Aenderung der Spulenkonstanten vorangehen müssen; sie soll Gegenstand der vorliegenden Arbeit sein.

In der mir zugänglichen Literatur war über das Verhalten von Metallkernen in Spulen speziell bei J. J. Thomson[1]) und J. Zenneck[2]) Wertvolles zu finden.

Es wird dort eine Theorie entwickelt, welche die den Größen elektrische Induktanz und elektrische Impedanz vollkommen analogen Begriffe magnetische Induktanz und magnetische Impedanz einführt und folgendes aussagt:

Wird in das magnetische Wechselfeld einer Spule ein Metallkern gebracht, so werden in demselben Ströme induziert, welche zweierlei Wirkungen ausüben.

Erstens bedingen die induzierten Ströme einen Verbrauch an Energie und damit eine Belastung der Spule, welche als Widerstandserhöhung der erregenden Spule in Erscheinung treten wird. Es ist dabei allerdings zu beachten, daß eine eventuelle Abnahme des magnetischen Kraftflusses durch den Spulenkern in entsprechender Weise kompensiert wird.

In zweiter Linie besitzen diese Induktionsströme eine rein magnetische Wirkung, welche darin besteht, daß zu dem ursprünglichen Ohm'schen magnetischen Widerstand der leeren Spule eine magnetische Induktanz hinzutritt, welche sich mit dem ersteren vektoriell zu einer magnetischen Impedanz zusammensetzen läßt. Die Folge der Aenderung der magnetischen Widerstandsverhältnisse ist eine ungleichförmige Verteilung des magnetischen Kraftflusses über den Kernquerschnitt und eine Verzögerung des Kraftflusses in der Phase gegenüber der äußeren magnetomotorischen Kraft. Die Größenordnung der Phasenverschiebung und die Ungleichförmigkeit der Verteilung ist vom Leitvermögen und der Permeabilität des Kernmaterials und von der verwendeten Wechselzahl abhängig. Der Einfluß dieser Faktoren kann in die einzige Größe $\varkappa$ zusammengefaßt werden, welche folgend definiert ist:

$$\varkappa = r\sqrt{\frac{\omega \cdot \varrho \cdot \mu}{8 v^2}}$$

Dabei bedeuten r den Radius eines zylindrischen Spulenkernes, ω die verwendete Kreisfrequenz, σ das Leitvermögen und μ die Permeabilität des Kernmaterials. v ist eine von der Wahl des Maßsystems abhängige Größe und in diesem Fall gleich $\pi/4$ zu setzen.

Besonders für zwei Grenzfälle liefert die Theorie einfache Formeln.

Ist $\varkappa$ beträchtlich kleiner als 1, dann bleibt das homogene, magnetische Wechselfeld einer Spule auch nach Einführen des Kernes homogen. Magnetischer Kraftfluß und äußere magnetomotorische Kraft werden gleichphasig sein. Besitzt der Kern eine Permeabilität, welche größer als 1 ist, so wird außerdem eine Erhöhung des magnetischen Kraftflusses und damit des Spulenselbstinduktionskoeffizienten eintreten.

Ist $\varkappa$ größer als 6, dann wird sich unter dem Einfluß des Kernes einmal eine ungleichförmige Verteilung des magnetischen Kraftflusses über den Kernquerschnitt einstellen — es bilden sich Verhältnisse aus, welche zu denen beim Skineffekt im elektrischen Feld vollkommen analog sind. Ferner wird sich eine Phasenverschiebung zwischen magnetischem Kraftfluß und äußerer magnetomotorischer Kraft von 45° ergeben. Die ungleichförmige Verteilung der magnetischen Induktion kann unter Umständen — bei raschen, oszillatorischen Magnetfeldern sogar in den meisten Fällen — zu einer Abnahme der Spuleninduktivität führen. Weiterhin berechtigt die Hautwirkung der magnetischen Induktion in solchen Kernen zu der Annahme, daß es bezüglich der Aenderung der Spulenkonstanten gleichgültig ist, ob anstelle eines massiven Spulenkernes eine entsprechende Röhre tritt, solange die Wandstärke der Röhre genügend groß ist, um den magnetischen Kraftfluß aufzunehmen.

J. J. Thomson bestätigt die Theorie qualitativ durch Experimente folgender Art. Er verwendete als Spulenkerne Metallröhren, deren Inneres von einem evakuierten Glaskolben ausgefüllt war. An der Intensität der Leuchterscheinungen im Kolben, welche proportional der Stärke des magnetischen Kraftflusses ist, studierte er die Art der Einwirkung verschiedenartiger Kerne auf das Magnetfeld der erregenden Spule. Mit diesem Verfahren konnte er auch beweisen, daß bei einer Verringerung der Wandstärke der Röhren — also bei Verringerung ihres Leitwertes — unter die oben angegebene Grenze eine Maximalbelastung der Spule eintritt, welche einer bestimmten Wandstärke zugeordnet ist.

J. Zenneck benutzte das Funkenmikrometer, um eine experimentelle Bestätigung der Theorie durchzuführen. Die von ihm verwendeten Kerne waren vorwiegend aus Eisen und erfüllten vollkommen das Spuleninnere. Geändert wurde ihr Aufbau vom Bündel aus dünnen oder dickeren Einzeldrähten bis zum Vollzylinder. Die Schlagweite F_1 eines an die Spulenenden gelegten Funkenmikrometers erlaubte einen Rückschluß auf die Spannungsamplitude, welche an den Spulenenden herrschte und damit auf den Selbstinduktionskoeffizienten und den magnetischen Induktionsfluß der betreffenden Spule. Konnte man mittelst eines Umschalters das Funkenmikrometer an eine gleiche, jedoch nicht mit Kernen beschickte Spule

[1]) J. J. Thomson, Recent Researches in Magnetism and Electricity. Oxford 1893, S. 318ff.

[2]) J. Zenneck: Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie. Stuttgart 1905, S. 470ff. und Ann. d. Phys. **9**, 497, 1902.

Digitized by Google

legen, dann war man in der Lage, aus dem Verhältnis der Schlagweiten $F_1 : F_2$ erstens die Aenderung des Selbstinduktionskoeffizienten der Spule zu bestimmen, zweitens durch Abgleichen der Schlagweite F_1 auf F_2 mittelst eines elektrolytischen Widerstandes ein Maß für die Belastung der Spule durch Metallkerne zu finden.

Außer der von Thomson und Zenneck berücksichtigten Aenderung der Selbstinduktion und des Widerstandes der Spule durch eingefügte Metallkerne wird durch die den Spulenwindungen benachbarten, metallischen Kerne eine leitende Brücke geschaffen, welche die bei einlagigen Spulen räumlich weit voneinander liegenden Windungen hoher Spannungsdifferenz einander näher bringt und eine Vergrößerung der Spulenkapazität bewirkt. Allerdings tritt die Erhöhung der Kapazität erst bei sehr nahen Metallkörpern merkbar in Erscheinung.

Zusammenfassend kann gesagt werden: Es besteht eine Theorie über das Verhalten von metallischen Kernen im magnetischen Wechselfeld von Spulen. Die Theorie setzt ein ideales Magnetfeld einer Ringspule, bzw. von unendlich langen, geraden Zylinderspulen voraus. Die Richtigkeit der entwickelten Formeln wurde bisher durch qualitative oder grob-quantitative Messungen nachgewiesen. Die Formeln könnten also nur näherungsweise für die kurzen, in der Hochfrequenztechnik verwendbaren Zylinderspulen Anwendung finden.

Der gegenwärtige Stand der Hochfrequenzmeßtechnik gibt jedoch Hilfsmittel, die an beliebigen Spulen durch Metallkerne auftretenden Widerstands-, Selbstinduktions- und Kapazitätsänderungen quantitativ zu messen, ohne auf die schon erwähnten für das ideale Magnetfeld gültigen Formeln eingehen zu müssen. Gleichzeitig kann die praktisch interessierende Frage geklärt werden: wie groß muß der Abstand benachbarter Metallmassen von Spulenwindungen sein, um dämpfende Einwirkungen der Metalle auf die Spule erträglich zu gestalten.

Es soll deshalb in der vorliegenden Arbeit die Aenderung der Konstanten von kurzen einlagigen Zylinderspulen, welche von nicht ferromagnetischen Metallen umhüllt oder deren Inneres nur teilweise von solchen erfüllt ist, experimentell untersucht werden, um Unterlagen dafür zu erhalten, welche Verhältnisse im analogen Falle an einer Rahmenspule zu erwarten sind.

II. Versuche.

Als Meßmethode war zunächst die Anwendung eines Differentialtransformators geplant. Die Vorversuche ergaben jedoch, daß die Trennung der Aenderungen von Selbstinduktion und Kapazität zu schwierig war und die Meßmethode auf Widerstandsänderungen zu wenig ansprach. Es wurde deshalb die Methode des Differentialtransformators verlassen und je ein gesondertes Verfahren für die Ermittlung der Spulenwiderstände und für die Bestimmung von Selbstinduktion und Kapazität benutzt.

A. Widerstandsmessungen an Spulen mittels Zusatzwiderstand.

1. Theoretische Grundlagen.

Nach einem von R. Lindemann[3]) angegebenen Verfahren findet man den Widerstand R_x eines zu untersuchenden Kreises bei Zuschalten eines Zusatzwiderstandes R_z aus der Beziehung:

$$R_x = R_z \cdot \frac{\mathfrak{J}_z}{\mathfrak{J}_0 - \mathfrak{J}_z}$$

worin $\mathfrak{J}_0$ den Strom im Meßkreis ohne Zusatzwiderstand, $\mathfrak{J}_z$ den Strom nach Zuschalten des Widerstandes bedeutet.

Bereits Lindemann macht darauf aufmerksam, daß das Verfahren nur bei extrem loser Kopplung zwischen Erreger- und Meßkreis richtig ist. Arbeitet man im Meßkreis mit einem Hitzdrahtinstrument als Strommesser, so muß man einen starken Meßsender verwenden. Will man nur einen Erreger geringer Leistung benutzen, dann müssen sehr empfindliche Stromindikatoren (z. B. Detektor mit Spiegelgalvanometer) angewandt werden. Allerdings ist man jetzt von der Detektorcharakteristik abhängig, deren Konstanz leicht durch Erschütterungen des Kristalls gestört werden kann.

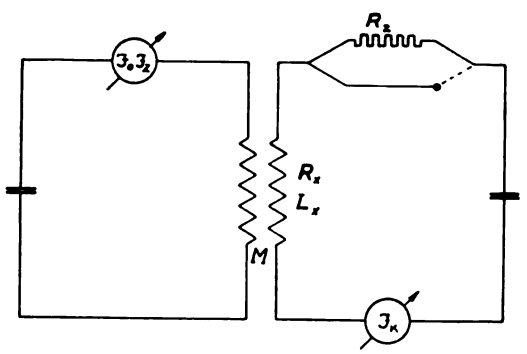


Bild 1.

Grundlegende Schaltskizze für das Meßverfahren des Zusatzwiderstandes.

Um diese unangenehme Begleiterscheinung zu beheben, wurde das Lindemannsche Verfahren in gewissem Sinne umgekehrt. Im Meßkreis wird mit konstantem Strom gearbeitet und der Widerstand des Kreises aus den Schwingströmen des Meßsenders errechnet, welche nötig sind, um trotz Zuschalten von Vergleichswiderständen im Meßkreis gleiche Stromstärken zu erzielen.

Gleichzeitig wird mit dieser Umkehrung des Lindemannschen Verfahrens noch ein Vorteil erreicht. Beachtet man das Verhältnis $\frac{\text{Erregerstrom}}{\text{Meßkreisstrom}}$, so ist, wie H. Pauli[4]) nachweist, nicht mehr extrem lose Kopplung zwischen Erreger- und Meßkreis erforderlich, um richtig zu messen, sondern es kann bis zu der sogenannten „kritischen Kopplung" gegangen werden.

Berücksichtigungen wie sie M. Osnos[5]) für „überkritische Kopplungen" richtig angegeben hat, kommen in unserem Fall nicht in Frage, da bei der hohen Empfindlichkeit des verwendeten Fadengalvanometers solche Kopplungen vermieden werden können.

[3]) R. Lindemann, Über Dämpfungsmessungen mittelst ungedämpfter elektrischer Schwingungen. Verhandlungen d. Deutsch. Phys. Ges. 11, 28ff., 1909.

[4]) H. Pauli, Ztschr. f. Phys. 5, 376, 1921 und 6, 118, 1921.

[5]) M. Osnos, Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 26, 10, 1925.

Digitized by Google

Stellt man für den Meßkreis, dessen grundlegende Schaltung Bild 1 zeigt, die Beziehungen in symbolischer Schreibweise auf, so erhält man:

$$i_k \cdot R_x + i_k \cdot j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = -M\omega j i_o .$$

Ist der Meßkreis mit dem Erregerkreis in Resonanz, also

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0 ,$$

so erhält man:

$$i_k \cdot R_x = -M\omega j i_o .$$

Wird in den Meßkreis ein Zusatzwiderstand R_z zugeschaltet, so kann man in gleicher Weise die folgende Gleichung ausschreiben:

$$i_k (R_x + R_z) = -M\omega j i_z .$$

Der Strom $\mathfrak{J}_o$ im Erregerkreis muß auf $\mathfrak{J}_z$ erhöht werden, um im Meßkreis den gleichen Strom $\mathfrak{J}_k$ zu erhalten.

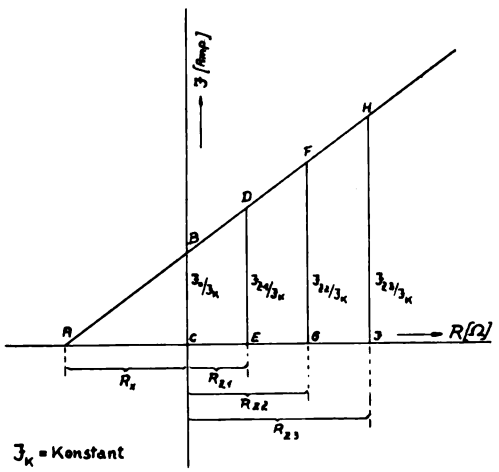


Bild 2.

Graphische Ermittlung von Widerständen nach Pauli.

Bleibt die Kopplung M konstant, so wird

$$\frac{i_o}{R_x} = \frac{i_z}{R_x + R_z}$$

oder in Effektivwerten:

$$R_x = R_z \frac{\mathfrak{J}_o}{\mathfrak{J}_z - \mathfrak{J}_o} .$$

Aus der Ableitung der Formel ist erkenntlich, daß folgende Bedingungen eingehalten werden müssen, um richtig zu messen:

a) die Kopplung muß konstant gehalten werden;
b) die Frequenz muß konstant gehalten werden;
c) der Meßkreis muß genau auf Resonanz abgestimmt werden;
d) die Kopplung braucht nicht extrem lose zu sein, da das Verhältnis

$$\frac{\mathfrak{J}_o}{\mathfrak{J}_k} = \frac{R_x}{M\omega} ; \quad \frac{\mathfrak{J}_z}{\mathfrak{J}_k} = \frac{R_x + R_z}{M\omega}$$

zwangläufig berücksichtigt wird.

Da $\mathfrak{J}_k$ in allen Fällen als konstanter Strombetrag eingestellt wird, liegen die den Widerstandswerten R_x; $R_x + R_{z1}$; $R_x + R_{z2}$ ff. zugehörigen Erregerstromwerte $\mathfrak{J}_o$, $\mathfrak{J}_{z1}$ $\mathfrak{J}_{z2}$, ff. auf der bekannten Paulischen Geraden, welche diesmal $\mathfrak{J}_z = f(R_z)$ darstellt (Bild 2). Der Schnittpunkt A der Geraden mit der Abszisse und der Fußpunkt C zum Erregerstrom $\mathfrak{J}_o$, welcher gleichzeitig Koordinaten-Nullpunkt ist, gibt als Strecke AC den gesuchten Widerstand R_x.

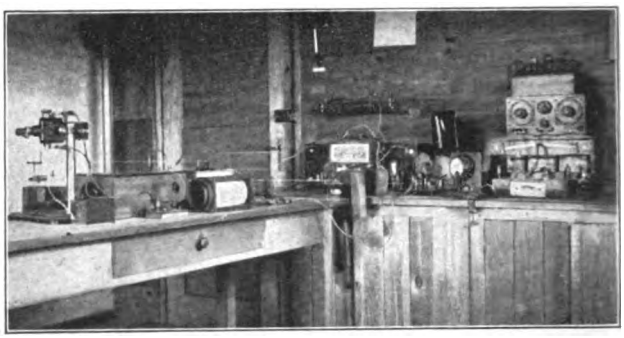


Bild 3.

Versuchsaufbau zur Bestimmung des Spulenwiderstandes mittels Zusatzwiderstand.

2. Beschreibung des Versuchsaufbaues und des Meßverfahrens.

Einen Gesamtüberblick gibt Bild 3. Das Schaltbild dazu ist aus Bild 4 zu ersehen. Die Versuchsanordnung zerfällt in 4 Gruppen: Meßsender, Ueberlagerer, Meßkreis und Detektorkreis.

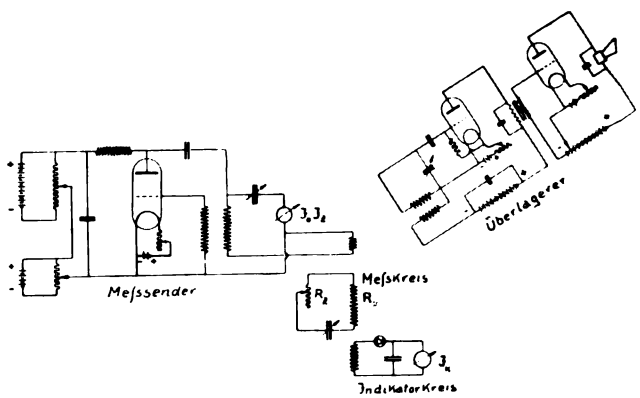


Bild 4.

Schaltschema zu Bild 3.

Der Meßsender arbeitete in rein induktiver Rückkopplungsschaltung. Die Anodengleichspannung wurde über eine Drossel der Röhre (*RE* 209) zugeführt und einem Potentiometer entnommen, an dessen Enden 200 Volt Klemmenspannung eines Gleichstromgenerators lag. Es war dadurch möglich, die Anodenspannung und zwangsläufig mit ihr den Schwingkreisstrom zu regeln, ohne die Senderfrequenz allzusehr zu beeinflussen. Zur Feineinstellung der Anodenspannung diente ein zweites, zum ersten in Reihe liegendes Potentiometer, welches ein 6 Volt-Akkumulator speiste. Der Schwingkreis war durch einen Blockkondensator gegen die Anodengleichspannung abgesperrt. Der Schwingkreisstrom ($\mathfrak{J}_o$, $\mathfrak{J}_z$, $\mathfrak{J}_{z1}$, $\mathfrak{J}_{z2}$ ff.) wurde an einem Normal-Hitzdrahtampèremeter von

Digitized by Google

Hartmann & Braun abgelesen. Sein Meßbereich erstreckt sich von Null bis 200 Milliampère.

Um die Forderung — Frequenzkonstanz des Meßsenders während einer Versuchsreihe — zu erfüllen, wurde ein Ueberlagerer verwendet, welcher aus einem Schwingaudion mit zwei anschließenden Niederfrequenzverstärkerstufen und einem Lautsprecher bestand. Er schwang konstant auf der Wellenlänge des unbelasteten Meßsenders oder bei langen Wellen auf einer Oberschwingung davon und war mit dem Meßsender sehr lose induktiv gekoppelt. Aenderte sich bei Regelung der Anodenspannung oder bei Belastung des Meßsenders die Senderfrequenz, dann entstanden zwischen ihr und der Frequenz des Ueberlagerers Schwebungen, welche im Lautsprecher hörbar wurden. Im Wellenbereich von 500 bis 1200 m genügen schon Wellenlängenänderungen von einigen Zentimetern, um feststellbare Schwebungstöne von 50 bis 100 Hertz hervorzurufen. Es konnten also die geringsten, während der Bestimmung eines Widerstandswertes auftretenden Frequenzschwankungen des Senders nachgewiesen und mittels eines Feinkondensators in seinem Schwingkreis ausgeglichen werden.

Der Meßkreis setzte sich aus der zu untersuchenden Spule, Abstimmkapazität und Zusatzwiderstand zusammen. Er wurde ohne Zusatzwiderstand zu dem Meßsender in Resonanzlage gebracht — um letztere zu garantieren, bei sehr loser Kopplung — und blieb im Interesse der Frequenzkonstanz weiterhin unverändert. Es wurden lediglich zur Durchführung der Messung Zusatzwiderstände hinzugeschaltet, welche an Stelle eines gleichzeitig weggeschalteten Kupferdrahtbügels gleicher Länge traten. Die Zusatzwiderstände führten dem Meßkreis keine neuen Selbstinduktion zu. Sie waren praktisch induktionsfrei und außerdem war ihr Hochfrequenzwiderstand gleich ihrem Gleichstromwiderstand, da sie aus Konstantandrähten von 0,01—0,1 mm Durchmesser hergestellt waren. Der gefundene Meßkreiswiderstand war gleich dem Widerstand der untersuchten Spule; denn der verwendete Luftkondensator konnte praktisch als verlustfrei gelten und ebenso durfte der Widerstand der sehr kurzen Leitungsführungen gegenüber dem Spulenwiderstand vernachlässigt werden.

Die untersuchte Spule ist eine einlagige Zylinderspule von 101 mm mittlerem Durchmesser. Der Spulenkörper ist Pertinaxrohr von 1 mm Wandstärke. Der Gleichstromwiderstand der Spule beträgt 0.84 Ohm. Die Spule hat 122 Windungen aus 1 mm starkem, baumwollumsponnenen Kupferdraht. Ihre Länge beträgt 14 cm. Nach der Formel von Coursey[6]) wurde ihre Selbstinduktion zu 813000 cm berechnet.

Das Distanzieren und Konzentrieren der Kerne und Umhüllungen gegenüber den Spulenwindungen geschah bei Metallröhren, welche kürzer als der Spulenkörper waren, durch zwei 10 mm starke Hartgummischeiben, welche den Rohrdurchmessern entsprechende, konzentrische Kreisrillen trugen und deren Außendurchmesser gleich dem Innendurchmesser des Spulenkörpers war. Bei langen Röhren wurden zwei Sätze von ineinander steckbaren Hartgummiringen verwendet, deren Innendurchmesser immer dem jeweiligen Rohraußendurchmesser entsprach. Die Distanzringe konnten an den beiden Spulenköpfen wie zwei Deckel befestigt werden.

Die Konstanz des Meßstromkreises wurde von einem aperiodischen Detektorkreis kontrolliert. Er war induktiv mit der zu untersuchenden Spule gekoppelt und enthielt neben der Koppelspule einen auf Gummipolstern ruhenden Kristalldetektor als Gleichrichter und ein Edelmann-Fadengalvanometer mit mikroskopischer Ablesung, dessen Empfindlichkeit ungefähr 10^{-8} Amp. je Skalenteil ist. Das Galvanometer war durch einen Blockkondensator überbrückt.

Es erwies sich als zweckdienlich, die Fein-Regelung der Anodenspannung und die Feinabstimmung des Meßsenders mittels Schnurzügen durchzuführen. Die Züge liefen vor dem Galvanometer des Detektorkreises zusammen, so daß sie von dort aus betätigt und ihre Auswirkungen sofort am Galvanometer verfolgt werden konnten. In gleicher Weise wurde die Abstimmung des Meßkreises von Schnurzügen besorgt, um die störende Handkapazität auszuschalten.

Die Bestimmung eines Widerstandswertes geschah in folgender Weise: Der Meßsender wurde mit Hilfe eines Telefunken-Präzisions-Wellenmessers, welcher als Absorptionskreis verwendet wurde, auf die gewünschte Wellenlänge eingestellt. Hierauf wurde der Ueberlagerer auf den unbelasteten Sender abgestimmt. Tonlosigkeit im Lautsprecher zwischen zwei Schwebungstönen war das Kriterium hierfür. Als nächstes wurde der Meßkreis ohne Zusatzwiderstand mit dem Meßsender in Resonanz gebracht und am Galvanometer der bei Resonanzlage auftretende, dem Meßkreisstrom proportionale Ausschlag $\mathfrak{J}_k$ festgestellt. Am Schwingkreisampèremeter wurde der zu diesem Strom $\mathfrak{J}_k$ notwendige Schwingkreisstrom $\mathfrak{J}_0$ abgelesen. Dann wurde ein bekannter Zusatzwiderstand R_z, welcher am besten immer größer als der zu messende Widerstand ist, in den Meßkreis zugeschaltet. Durch Steigern der Anodenspannung wurde der Schwingkreisstrom so lange vergrößert, bis im Detektorkreis die alte Stromamplitude $\mathfrak{J}_k$ erreicht war. Der jetzt erforderliche Schwingkreisstrom $\mathfrak{J}_z$ wurde festgestellt. Die Kopplungen der einzelnen Kreise blieben die ganze Zeit über unverändert. Auftretende Frequenzschwankungen des Meßsenders wurden in der oben geschilderten Art kompensiert. Der gleiche Vorgang wiederholte sich nun beim Zuschalten weiterer Zusatzwiderstände R_{z1}, R_{z2} ff. Es hat jedoch die Auswertung durchgeführter Versuche gezeigt, daß von einer Häufung der Zusatzwiderstände Abstand genommen werden kann. Die Genauigkeit des Meßverfahrens ist genügend groß, daß bei Anwendung von zwei Zusatzwiderständen schon sehr gut gemittelt werden darf.

B. Bestimmung der Spulenkapazität nach dem Rietzschen Verfahren. Berechnung der Spulenselbstinduktion aus der Eigenwelle der Spule.

1. Theoretische Grundlagen.

In der Isolation einer Spule treten dielektrische Verschiebungsströme auf. Ihre Wirkung kann man sich dargestellt denken als die Wirkung einer einzigen, der ganzen Spule parallel liegenden Kapazität C_0, der Eigenkapazität. So lange die Wellenlänge der in Frage kommenden Frequenz groß ist gegen die

[6]) P. R. Coursey, The Calculation and Design of Inductances. Electrician 75, 841, 1915.

Digitized by Google

Drahtlänge der Spule, ist die Eigenkapazität frequenzunabhängig.

Schaltet man eine Spule mit einem Drehkondensator zu einem Schwingkreis zusammen und bestimmt die Eigenwellenlängen desselben in Abhängigkeit von der Kapazität C des veränderlichen Kondensators, dann müßte die Kurve

$$\gamma^2_{(m)} = 253\, L_{(cm)} \cdot C_{(cm)} = f(C)$$

eine Gerade sein, welche durch den Koordinaten-Nullpunkt O geht, wenn die Spule keine Eigenkapazität C_o besitzt.

Ist die Eigenkapazität nicht Null, so wird

$$\lambda^2 = 253\, L(C + C_o) = 253\, L \cdot C + 253\, L \cdot C_o = f(C)$$

d. h. aber man erhält wieder eine Gerade, welche die Abszissenachse im Punkte A schneidet.

Da für $\lambda = 0$ auch $C + C_0 = 0$, so folgt:

$$C_o = -C = OA.$$

Die Eigenkapazität der Spule kann also unmittelbar auf der Abszissenachse als Strecke OA abgelesen werden (Bild 5). Rechnerisch kann die Eigenkapazität der Spule ermittelt werden mit den Formeln

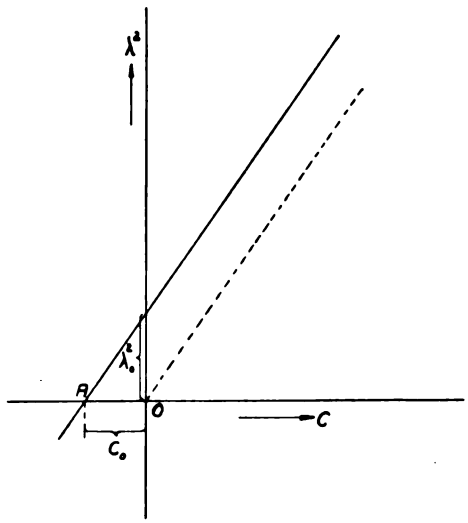


Bild 5.

Bestimmung von Spulenkapazitäten nach Rietz.

$$C_o = C \frac{\lambda_o^2}{\lambda^2 - \lambda_o^2} \text{ oder } C_o = \frac{C_2 \cdot \lambda_1^2 - C_1 \cdot \lambda_2^2}{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}$$

wenn λ_o die Eigenwelle der Spule ist und λ, λ_1, λ_2 Eigenwellen des Meßkreises bedeuten, welche den bekannten Kapazitäten C, C_1, C_2 zugeordnet sind.

Aus der Eigenwelle λ_0 der offenen Spule läßt sich ferner ihre Selbstinduktion aus der Beziehung

$$L_{(cm)} = 253 \frac{\lambda_{o\,(m)}^2}{C_{o\,(cm)}}$$

berechnen.

2. Beschreibung des Versuchsaufbaues und des Meßverfahrens.

Bild 6 zeigt den Versuchsaufbau, Bild 7 die Schaltskizze dazu. Zur Durchführung der Messung sind notwendig ein Sender, ein Wellenmesser und die zu untersuchende Spule nebst Normalkondensator, welche als Meßkreis den Sender belasten.

Der Sender arbeitete in Dreipunktschaltung. Die Anodengleichspannung wurde über eine Drossel zugeführt. Der Anodenkreis enthielt neben dem den Gleichstrom sperrenden Blockkondensator ein Gleichstrom-Milliampèremeter. Eine Auswahl von dreimal angezapften Schwingkreisspulen gestattete den Wellenbereich des Senders zu variieren.

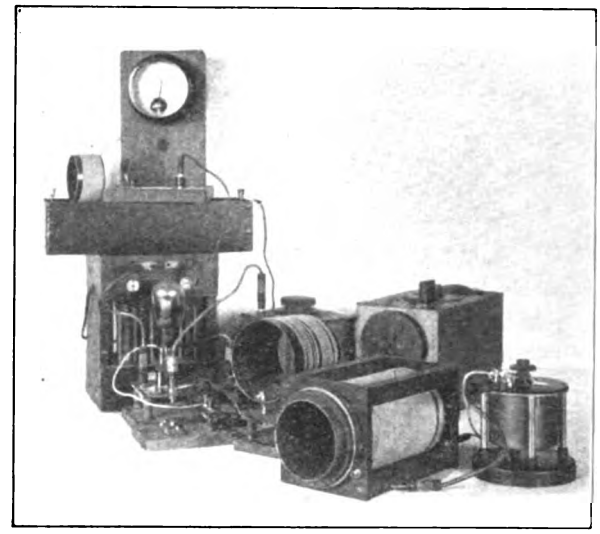


Bild 6.

Versuchsaufbau zur Bestimmung der Selbstinduktion und Eigenkapazität der Spule.

Galt es die Spuleneigenwelle zu bestimmen, dann bestand der Meßkreis allein aus der offenen Spule. In allen übrigen Fällen wurde die zu untersuchende Spule mit bekannten Kapazitäten C, C_1, C_2 zusammengeschaltet. Die Beschickung der Spule geschah in der in Abschnitt II A, 2 geschilderten Weise.

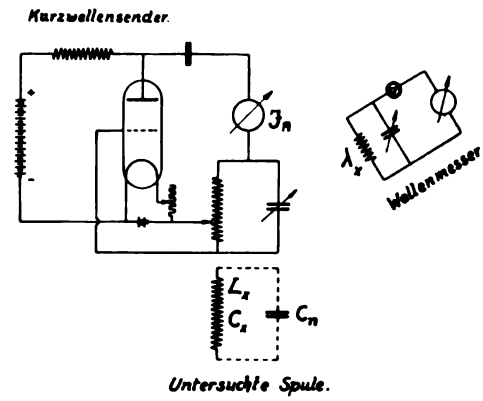


Bild 7.

Schaltschema zu Bild 6.

Sender, Meßkreis und Wellenmesser waren beim Messen induktiv miteinander gekoppelt.

Ein Meßvorgang spielte sich in folgender Weise ab. Die Spule oder ihre Kombination mit C belasteten den Sender als Absorptionskreis. Durch die Belastung wurde sein Anodenstrom beeinflußt und erfuhr eine maximale Aenderung, welche am Anodengleichstrommesser festgestellt werden konnte, bei Resonanz zwischen Sender und Meßkreis. Erreicht

Digitized by Google

wurde die Resonanzlage durch Verändern der Schwingkreiskapazität des Meßsenders. Das Abstimmen war bei der verhältnismäßig geringen Dämpfung des belastenden Meßkreises genügend genau. Der abgestimmte, jetzt unverändert bleibende Sender wurde hierauf mit einem veränderlichen, geeichten Schwingkreis (Wellenmesser) belastet. Die Resonanzlage zwischen beiden war wieder durch maximale Anodenstromänderung gekennzeichnet. Die jetzt ablesbare Wellenlänge war gleichzeitig die gesuchte Eigenwelle des Meßkreises.

Wurde die Messung mit mehreren Normalkapazitäten C_1; C_2; C_3 u. ff. durchgeführt, dann konnte man die Spulenkapazität C_0 auf graphischem Wege oder rechnerisch bestimmen; ebenso die Spulenselbstinduktion.

II. Diskussion der Meßergebnisse.

Geltend für alle untersuchten Fälle, kann vorausgeschickt werden, daß Eigenkapazität und Selbstinduktion der Spule im betrachteten Frequenzbereich als frequenzunabhängig angenommen werden dürfen. Für jede Gruppe von Spulenkernen charakterisiert demnach nur eine Kurve die diesbezüglichen Verhältnisse. Der Spulenwiderstand dagegen wächst mit steigender Frequenz, und zwar nicht gradlinig. Eine Kurvenschar veranschaulicht für die einzelnen Gruppen von Spulenkernen die Ergebnisse der Widerstandsmessungen.

zität besitzt. Für den letzteren Fall ist in Bild 8 die Rietzsche Gerade gezeichnet. Die einzelnen Meßwerte liegen sehr gut auf der Geraden und bezeugen die Güte des Meßverfahrens. In Bild 9 ist gezeigt,

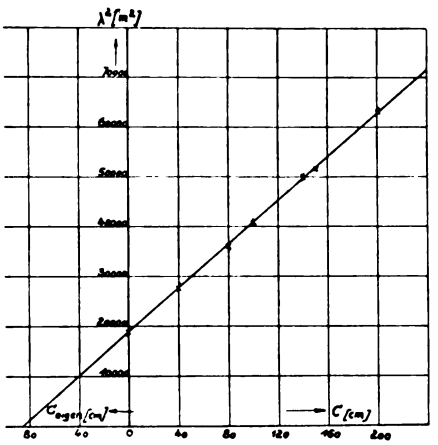


Bild 8.

Graphische Ermittlung der Kapazität einer mit Messingrohr (98 mm) beschickten Spule.

daß die Spulenkapazität mit wachsenden Rohrdurchmessern anfangs langsam, später rasch ansteigt. Erst Kerne, deren Durchmesser mehr als 90% des Spulendurchmessers betragen, beeinflussen die Spulenkapazität wesentlich. Die Folge davon muß ein starkes Anwachsen der Spuleneigenwelle sein

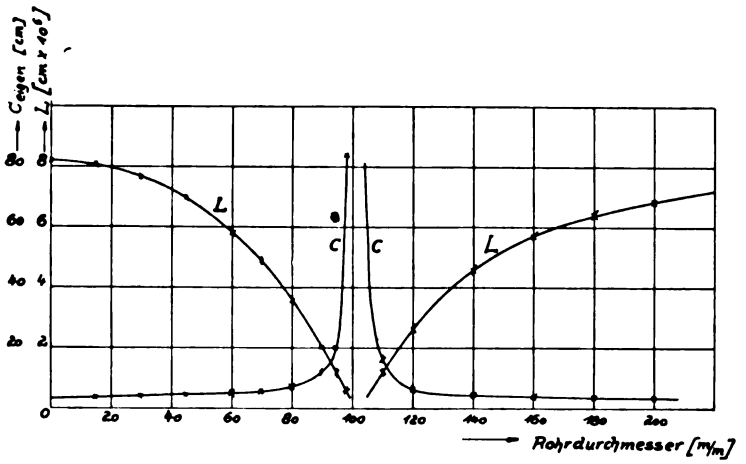


Bild 9.

Selbstinduktion und Kapazität einer Spule als Funktion des Rohrdurchmessers.

A. Im Innern der Spule befinden sich Röhren mit variablen Durchmessern.

Es handelte sich um nahtlos gezogene Messingröhren, deren Wandstärke konstant gleich 1 mm und deren Länge konstant gleich 25 cm war. Geändert wurde der Rohrdurchmesser von 15 bis 98 mm. Die Röhren lagen konzentrisch zu den Spulenwindungen; Rohr- und Spulenachse waren also identisch. Die magnetischen Kraftlinien der Spule verliefen parallel zu den Mantellinien der Röhre.

1. Eigenkapazität und Selbstinduktion.

Es ergab sich, daß die leere Spule 3 cm, die mit Rohr (98 mm Durchmesser) beschickte 82,7 cm Kapa-

$$\lambda_{(m)} = \sqrt{\frac{L_{(cm)} \cdot C_{(cm)}}{253}}.$$

Tatsächlich erfährt aber die Eigenwelle unter der Wirkung von Spulenkernen nur geringe Veränderungen; denn gleichzeitig wird das Magnetfeld der Spule und proportional damit ihre Selbstinduktion vermindert.

Die Induktivität einer Spule ist durch den Ausdruck

$$L \sim \frac{N^2 \cdot F \cdot \mu}{l}$$

festgelegt.

Digitized by Google

Die Größen N, l und μ bleiben bei Verwendung von nicht ferromagnetischen Spulenkernen konstant, nicht jedoch die Verteilung des Magnetfeldes und deshalb der Feldquerschnitt F. Unter der Voraussetzung eines idealen Magnetfeldes kann nach Zenneck errechnet werden, daß in unserem ungünstigsten Fall (das wäre bei einer Wellenlänge von 1200 m) in einer Tiefe von 1 mm unter der Oberfläche eines Messingvollzylinders, welcher als Spulenkern Verwendung findet, der magnetische Induktionsfluß bereits auf 3% herabsinkt, d. h., daß erstens Messingvollzylinder bei den verwendeten Wellenlängen von 500 bis 1200 m auf die Selbstinduktion einer sie umhüllenden Spule fast die gleiche Wirkung ausüben wie Messingröhren von 1 mm Wandstärke und mit gleichem Durchmesser; daß zweitens im Innern dieser Röhren kein magnetisches Feld vorhanden ist. Auch experimentell konnte ein solches nicht festgestellt werden. Wurde nämlich in das Innere des in der zu untersuchenden Spule S_1 steckenden Rohres eine zweite, entsprechend dimensionierte Spule S_2 eingeführt (die Spule S_2 gehörte einem auf die in Frage kommende Wellenlänge abgestimmten, hochempfindlichen Detektorkreis an), dann zeigte das Galvanometer nicht den geringsten Ausschlag. War jedoch das Rohr aus S_1 entfernt, und wurde die Detektorspule S_2 in die jetzt leere Spule S_1 gebracht, dann ergaben sich so erhebliche Stromstärken, daß für ihre Bestimmung die Galvanometerempfindlichkeit durch Nebenschlußwiderstände herabgesetzt werden mußte.

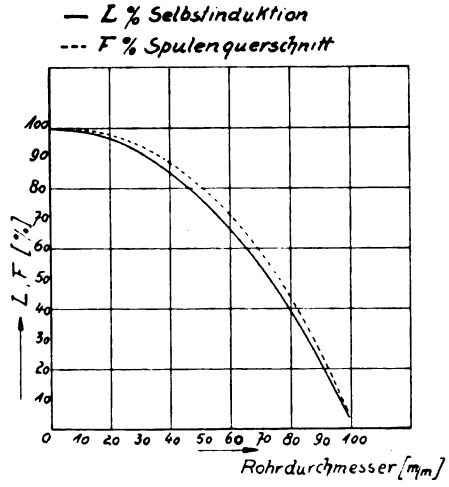


Bild 10.
Selbstinduktion und rohrfreier Spulenquerschnitt als Funktion des Rohrdurchmessers.

Ein Vergleich der gemessenen Selbstinduktionswerte macht außerdem wahrscheinlich, daß im Rohrinnern kein magnetisches Feld herrschen kann.

Trägt man nämlich die rohrfreien Spulenquerschnitte in Prozenten des unbeschickten Spulenquerschnittes und die gemessenen Selbstinduktionswerte in Prozenten des Selbstinduktionswertes der unbeschickten Spule graphisch auf, so erhält man, wie Bild 10 zeigt, einen fast gleichen Kurvenverlauf.

Da die Meßergebnisse nicht wesentlich davon beeinflußt werden, ob die Kerne streng konzentrisch mit der Spulenachse oder an einer anderen Stelle des Spulenquerschnittes liegen, so kann man die für überschlägige Schätzungen brauchbare Regel aussprechen:

„Durch Beschicken einer Hochfrequenzspule mit einem nicht ferromagnetischen, langen, gut leitenden Kern vermindert sich näherungsweise der ursprüngliche Spulenselbstinduktionskoeffizient in gleichem Verhältnis, wie der freie Spulenquerschnitt durch den Querschnitt des Metallkernes herabgesetzt wird."

Die Regel ist nicht anwendbar bei äußerst dünnwandigen Röhren als Spulenkerne. Die Selbstinduktion wird durch solche kaum mehr verringert, ihr

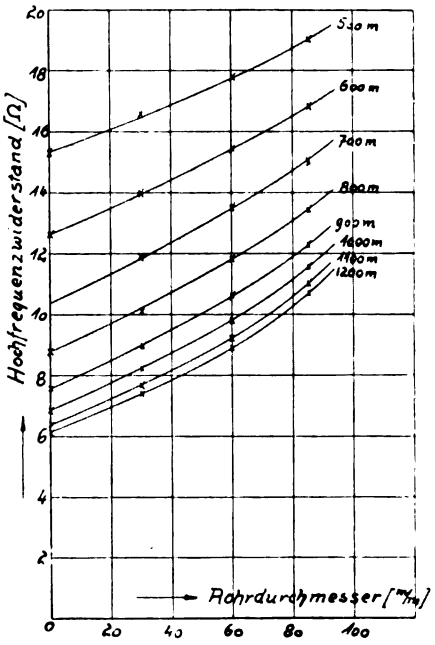


Bild 11.
Spulenwiderstand als Funktion des Rohrdurchmessers.

Magnetfeld nur unwesentlich geschwächt. Zwischenwerte an Rohrwandstärken bedingen selbstverständlich auch Zwischenwerte für Selbstinduktion und Magnetfeld.

2. Spulenwiderstand.

Bild 11 bringt Kurven, welche bei konstanter Wellenlänge die Abhängigkeit des Hochfrequenzwiderstandes von Kerndurchmessern darstellen. Man ersieht daraus, daß der Spulenwiderstand mit dem Durchmesser der Rohrkerne anwächst. Die Kurven laufen ziemlich parallel zueinander und bestätigen die Erwartung, daß unter den gegebenen Verhältnissen der Widerstandsbetrag, um welchen sie voneinander entfernt laufen, von der verwendeten Wechselzahl bestimmt wird. Weiterhin zeigen die Kurven, daß diese Art von Kernen den Spulenwiderstand selbst bei Rohrdurchmessern, welche knapp unter dem der Spule liegen, verhältnismäßig wenig erhöhen. Die Ursache ist in der schon berichteten, gleichzeitig erfolgenden Schwächung des Spulenmagnetfeldes zu suchen. Auch hier kann bemerkt werden, daß Messingröhren von 1 mm Wandstärke den Widerstand der sie umhüllenden Spule in fast gleicher Weise beeinflussen, wie Vollzylinder gleichen Materials und gleichen Durchmessers. Stärkere Belastungen erfährt die Spule wieder erst durch sehr dünnwandige Rohrkerne, wenn das Magnetfeld der Spule wenig deformiert wird.

Digitized by Google

B. Im Innern der Spule befinden sich Röhren von veränderlicher Länge.

Das Schwächen der Rohrwandstärke ist im Prinzip nichts anderes als eine Verminderung des Leitwertes der Röhre, was aber auch durch Verringern der Rohrlänge erreicht werden kann. Es wird in beiden Fällen der gleiche Effekt bezüglich Widerstand- und Selbstinduktionsänderung der Spule eintreten. Zur Prüfung kamen daher Rohrkerne von

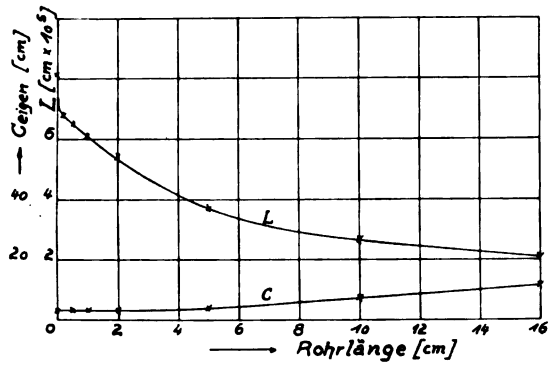


Bild 12.

Selbstinduktion und Kapazität der Spule als Funktion der Rohrlänge.

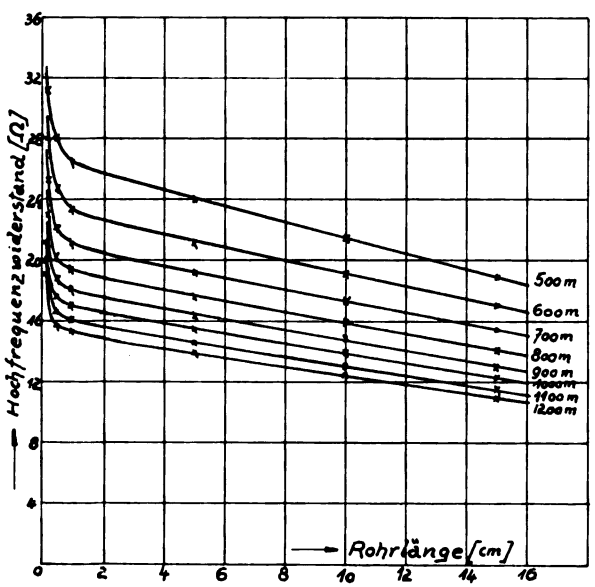


Bild 13.

Spulenwiderstand als Funktion der Rohrlänge.

konstantem Durchmesser gleich 90 mm und konstanter Wandstärke gleich 1 mm zur Verwendung. Verringert wurde ihre Länge von 15 cm auf 0,13 cm. Man konnte zum Schlusse eigentlich nur mehr von Messingringen sprechen. Die Kerne saßen wieder konzentrisch zu den Spulenwindungen und außerdem symmetrisch zur Spulenmitte. Die magnetischen Kraftlinien der Spule durchstießen also senkrecht die Ebene des kreisförmigen Rohrquerschnittes.

1. Eigenkapazität und Selbstinduktion.

Die Meßergebnisse sind in Bild 12 wiedergegeben. Die Spulenkapazität steigt mit der Rohrlänge. Bis zu einer Länge von etwa 5 cm bleibt sie gleich der der leeren Spule und wächst bei 15 cm langem Rohr auf etwa 11 cm an.

Die Spulenselbstinduktion wächst mit dem Abnehmen der Rohrkernlänge. Doch selbst bei dem kürzesten Rohrkern (0,13 cm) beträgt die Selbstinduktion erst 684 000 cm, d. h. 84 % des Selbstinduktionsbetrages der leeren Spule.

2. Spulenwiderstand.

Wie Bild 13 zeigt, wächst der Spulenwiderstand mit abnehmender Kernlänge erwartungsgemäß an; zuerst langsam und geradlinig, später sehr schnell, ohne die geringste Neigung zu einer Abnahme zu zeigen. Zweifelsohne fördert das fortwährend stärker werdende Magnetfeld das Entstehen von verlustbringenden Wirbelströmen, welche in den Kernen noch genügend Leitmaterial vorfinden, um sich auszuwirken.

C. Im Innern der Spule befinden sich Ringe aus verschieden starken Kupferdrähten.

Der in Bild 13 wiedergegebene steile Anstieg der Widerstandswerte bei kurzen Rohrlängen gab Veranlassung, die Messung nach Richtung noch kürzerer Rohrlängen fortzusetzen. Als Ersatz für Messingringe

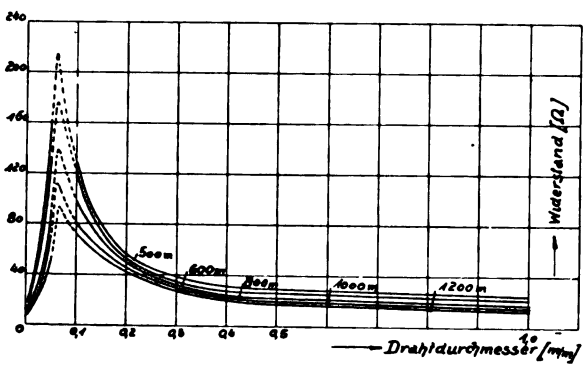


Bild 14.

Spulenwiderstand als Funktion der Drahtdurchmesser von Kupferringen.

noch kleineren Metallquerschnittes wurden der Einfachheit halber Ringe aus Kupferdraht verschiedener Stärke gewählt. In diesem Bereich war der Querschnitt des Kernmaterials zu erwarten, bei denen die Spule maximal belastet wird und wo J. J. Thomson für Zinnröhren eine Wandstärke von 0,011 mm angegeben hat. Sinngemäß fanden jetzt Drahtringe von konstantem Durchmesser (gleich 90 mm) als Spulenkerne Anwendung. Sie saßen wieder in der Spulenmitte. Die magnetischen Kraftlinien der Spule trafen die Ringebene senkrecht. Der Drahtdurchmesser variierte von 0,05 bis 1,00 mm. Die Leitfähigkeit des Kupfers ist zirka fünfmal besser als die des Zinns. Der Maximalwiderstand der Spule war also erst bei sehr kleinen Drahtquerschnitten der Kupferdrahtringe zu erwarten.

Auf die Kapazität und die Selbstinduktion der Spule haben derartige, ins Innere gebrachte Metallringe nur geringen Einfluß. Die Kapazität bleibt praktisch unverändert; die Selbstinduktion nähert sich von 684 000 cm ausgehend mit abnehmendem Drahtquerschnitt der Ringe dem Selbstinduktionswert der leeren Spule (812 000 cm).

Der Spulenwiderstand (Bild 14) ändert sich dagegen stark und erreicht seine Maximalwerte bei

Digitized by Google

einem Drahtdurchmesser von ungefähr 0,065 mm. Bei weiterer Verringerung des Drahtquerschnittes fällt er wieder auf den Widerstand der leeren Spule ab.

D. Im Innern der Spule befinden sich Ringe aus Konstantandraht.

Einen noch besseren Ueberblick über die Widerstandsverhältnisse erhält man bei Verwendung von Kernen aus Konstantandraht. Die Ringe waren sonst analog dem Fall C dimensioniert und in gleicher Weise im Spuleninnern angebracht.

Bezüglich Kapazität und Selbstinduktion gilt das Gleiche wie im Fall C.

Ein Vergleich von Bild 15 mit Bild 14 zeigt jedoch, daß bei gleichen Maßstäben der Abszissen- und Ordinatenachse die Widerstandskurven für Konstan-

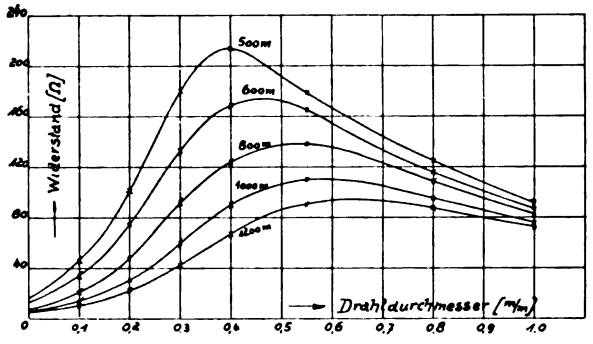


Bild 15.

Spulenwiderstand als Funktion der Drahtdurchmesser von Konstantanringen.

tandraht ein breiteres Maximumgebiet aufweisen als diejenigen für Kupferdraht. Ursache hierfür ist das 29mal geringere Leitvermögen des Konstantans. Bei den einzelnen Wellenlängen trat für Kupferringe als Spulenkerne die Höchstbelastung der Spule bei Drahtquerschnitten ein, welche ungefähr 30mal geringer waren als diejenigen der entsprechenden Konstantanringe. Die Widerstandsmaxima scheinen in beiden Fällen unabhängig vom Kernmaterial gleich groß zu sein. Daß aber diese Maxima bei verschiedenen Wellenlängen verschiedenen Drahtquerschnitten zugeordnet sind, ist aus Bild 15 wesentlich besser zu erkennen.

E. Im Innern der Spule befinden sich geschlitzte Röhren mit variablen Durchmessern.

Die Kerne gleichen den Messingröhren vom Fall A mit der einzigen Ausnahme, daß sie längs einer Mantellinie geschlitzt waren. Der entstandene Luftspalt war ca. 0,5 mm breit. Die im Kern induzierten Ströme konnten sich nicht wie bisher als Leitungsströme auf den von den Röhren vorgezeichneten Kreisbahnen ausbilden; Verschiebungsströme mußten den Luftspalt überbrücken. In Bild 16 ist wie in Bild 8 die graphische Ermittlung der Spulenkapazität für den Rohrkern gleich 98 mm Durchmesser durchgeführt. Es ergibt sich der Wert 66 cm gegenüber 82,7 cm im Falle des nicht geschlitzten, aber sonst gleichen Rohrkernes. Das Meßergebnis ist einigermaßen überraschend. Die Meßpunkte liegen aber einwandfrei auf der Rietzschen Geraden. Ein Meßfehler welcher diesen Unterschied gegenüber der Spulenkapazität im Falle A verursachen könnte, kann demnach nicht vorliegen. Als Erklärung dürfte anzunehmen sein, daß es sich hier nicht um statische, sondern um dynamische Kapazitäten handelt, welche von der Strom- und Spannungsverteilung längs der

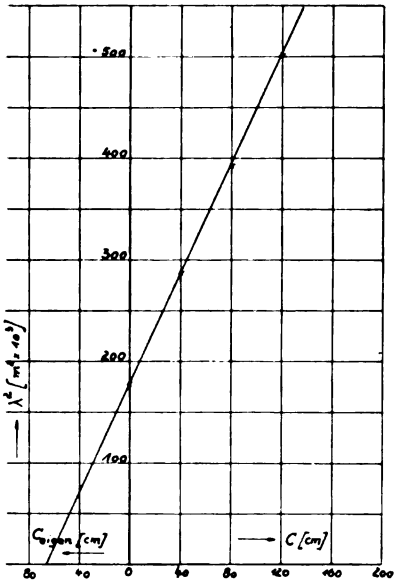


Bild 16.

Graphische Ermittlung der Kapazität einer mit geschlitztem Messingrohr beschickten Spule.

Spule abhängig sind. Zur Annahme verschiedenartiger Strom- und Spannungsverhältnisse berechtigt die Tatsache, daß in beiden Fällen die Spuleneigenwellenlängen sehr verschieden groß sind (140 m und 421 m). Bei kleinen Kerndurchmessern decken sich die ge-

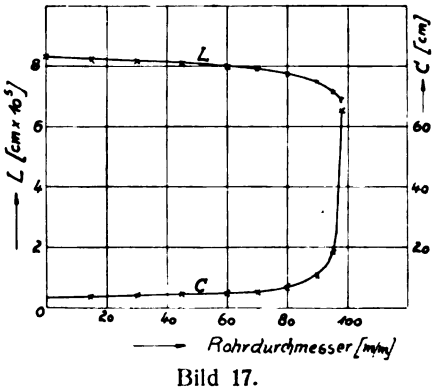


Bild 17.

Selbstinduktion und Kapazität einer Spule als Funktion des Rohrdurchmessers (geschlitzte Röhren).

fundenen Kapazitätswerte mit denen im Falle A (vergleiche Bild 17 mit Bild 9). Die Selbstinduktion der Spule sinkt wenig unter dem Einfluß der Kerne. Der größte Kern (= 98 mm Durchmesser) drückt sie nur auf 684 000 cm gleich 84 % des ursprünglichen Wertes herab. Die Spuleneigenwelle ist daher bei Kernen über 90 mm Durchmesser sehr groß. Es können unter diesen Bedingungen im Meßkreis bei den verwendeten Wellenlängen keine quasistationären Zustände mehr herrschen.

Digitized by Google

Im übrigen lassen die Kurven von Bild 18 beim Vergleich mit den Kurven von Bild 11 das bemerkenswerte Ergebnis erkennen, daß geschlitzte Rohrkerne einer Spule einen erheblich größeren Widerstandswert verleihen als ungeschlitzte Röhren gleicher Abmessungen. Zu beachten ist dabei, daß Spulen mit geschlitzten Kernen vergleichsweise große, solche mit ungeschlitzten Kernen kleine Selbstinduktionswerte aufweisen.

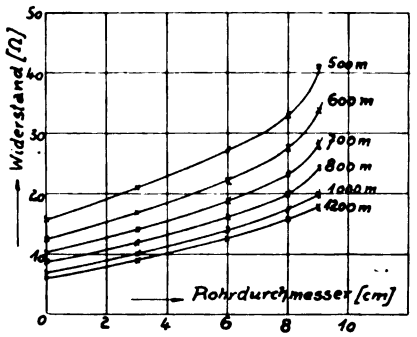


Bild 18.

Spulenwiderstand als Funktion des Rohrdurchmessers (geschlitzte Röhren).

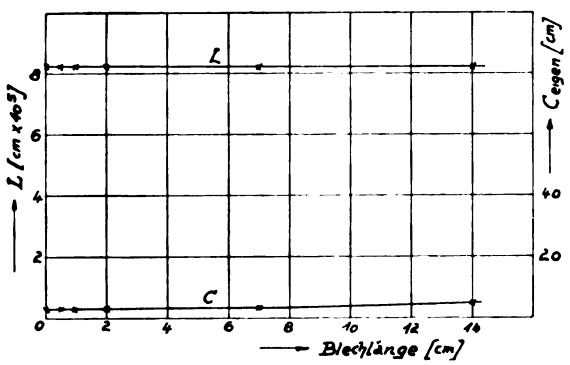


Bild 19.

Selbstinduktion und Kapazität einer Spule als Funktion von Blechlängen.

F. Im Innern der Spule befinden sich Blechstreifen von veränderlicher Länge.

Die Blechstreifen waren aus Messing, besaßen eine konstante Stärke von 0,8 mm und eine konstante Breite von 98 mm. Sie wurden symmetrisch zur Spulenmitte angeordnet, so daß sie das Spuleninnere in zwei Halbzylinder teilten. Die Spulenachse lag also in ihrer Ebene. Vermindert wurde die Länge der Streifen von 14 auf 0,5 cm.

Bild 19 zeigt, daß Kapazität und Selbstinduktion der Spule durch solche Kerne praktisch keine Veränderung erfahren.

Der Spulenwiderstand dazu wächst mit der Länge der Blechstreifen gradlinig (Bild 20). Dies Ergebnis erscheint namentlich bei Vergleich mit Bild 13 beachtlich, da hier mit steigender Rohrlänge die Spulenwiderstände abnehmen, während sie bei entsprechend wachsender Länge der Blechstreifen zunehmen. Ferner läßt Anlage 20 besonders gut den mit wachsender Frequenz immer stärker werdenden Widerstandsanstieg erkennen.

G. Die Spule wird von Röhren mit variablen Durchmessern umhüllt.

Es wurden wieder nahtlos gezogene Messingröhren von konstanter Wandstärke gleich 1 mm und von konstanter Länge gleich 25 cm verwendet. Der

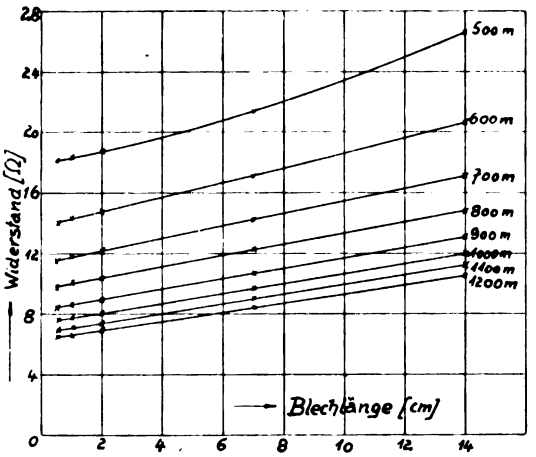


Bild 20.

Spulenwiderstand als Funktion von Blechlängen.

Rohrdurchmesser wurde von 110 bis 200 mm geändert. Die Röhren umhüllten konzentrisch die Spule.

Die Kapazitäts- und Selbstinduktionsänderungen, welche die Spule durch solche Umhüllungen erleidet, zeigt Bild 9. Die gefundenen Kurven gleichen fast

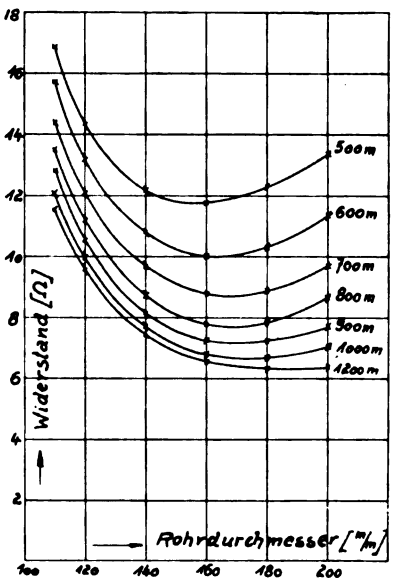


Bild 21.

Spulenwiderstand als Funktion von Rohrdurchmessern.

einem Spiegelbild zu denen vom Fall A, wobei eine über dem mittleren Spulendurchmesser errichtete Ebene als Spiegelebene anzunehmen wäre. Die Selbstinduktionskurve erfährt allerdings eine kleine Verzerrung. Erst bei Umhüllungen, welche 2,5 mal größeren Durchmesser als die Spule haben (durch Extrapolation ermittelt), wird der Selbstinduktionswert der leeren Spule erreicht. Die Umhüllungen stören dann das Spulenmagnetfeld nicht mehr.

Die Widerstandskurven (Bild 21) zeitigen ein überraschendes Ergebnis. Der Widerstand einer

Digitized by Google

Spule wird durch enge Rohrmäntel erhöht. Wird der Durchmesser der Röhren gesteigert, so sinkt der Spulenwiderstand auf Werte, welche unter denen der leeren Spule liegen, um dann bei noch größeren Durchmessern wieder anzusteigen. Die Widerstandskurve für 1200 m Wellenlänge hat diese Einsattelung nicht mehr, während sie bei kürzeren Wellenlängen sehr ausgeprägt erscheint. Eines sei aber betont: würde ein unveränderliches Magnetfeld der Spule vorausgesetzt werden, dann würde der Spulenwiderstand mit wachsendem Durchmesser der Umhüllung stetig bis zum Widerstandswert der leeren Spule abnehmen.

IV. Zusammenfassung.

Die durch nicht ferromagnetische, metallische Kerne oder Umhüllungen bewirkten Selbstinduktions-, Widerstands- und Kapazitätsänderungen in einer einlagigen, von Hochfrequenz durchflossenen Zylinderspule wurden im Hinblick für entsprechende Versuche an Empfangsrahmen gemessen.

Nach nicht befriedigenden Vorversuchen mittels eines Differentialtransformatoraufbaues, mit dessen Hilfe alle Größen gleichzeitig hätten bestimmt werden sollen, wurde für die Widerstandsmessungen ein gesondertes Verfahren entwickelt, das sich auf die Methoden von Lindemann und Pauli stützt.

Die Spulenkapazität wurde nach dem Rietzschen Verfahren bestimmt. Aus dann bekannter Spulenkapazität und jeweiliger Spuleneigenwellenlänge wurden die Selbstinduktionskoeffizienten der Spule berechnet.

Für die bezüglich Selbstinduktions- und Widerstandänderungen zu erwartenden Ergebnisse lieferte die von J. J. Thomson und J. Zenneck entwickelte Theorie den Leitfaden.

Für die Beurteilung des Einflusses von Metallkörpern auf in der Nähe befindliche Hochfrequenzspulen gibt die Arbeit folgende Anhaltspunkte.

Die Kapazität einer solchen Spule wird bei Anwesenheit von Metallkernen erst dann wesentlich erhöht, wenn der Abstand zwischen Kern und Spulenwindungen sehr klein ist. Die Kapazitätserhöhung ist umso bedeutender, je weiter sich der Kern über die ganze Länge der Spule erstreckt und je besser sich sein Umfang den Spulenwindungen anschmiegt.

Die Selbstinduktionswerte einer Hochfrequenzspule werden durch lange, gut leitende Kerne (Vollzylinder, starkwandige Röhren) verringert und zwar um Beträge, welche umso größer sind, einen je größeren Querschnitt des ursprünglichen Feldes der Kern erfüllt. Sind die Kerne nicht so gestaltet, daß ihr Querschnitt einen wesentlichen Teil des Spulenfeldes ausfüllt (Blechstreifen, geschlitzte Röhren), oder sind die zur Aufnahme des magnetischen Kraftflusses und der von ihm induzierten Wirbelströme notwendigen Leiterbahnen sehr beschränkt (äußerst dünnwandige Röhren), dann wird die Spulenselbstinduktion wenig vermindert.

Die Erhöhung des Spulenwiderstandes durch metallische Kerne ist bei Kernen, welche die Spulenselbstinduktion stark herabsetzen, verhältnismäßig gering; während umgekehrt Kerne ohne großen Einfluß auf die Spulenselbstinduktion eine Spule bedeutend belasten können. Die Belastung wird unter gewissen Bedingungen (dünnwandige Röhren bestimmter Wandstärke) eine maximale.

Für Umhüllungen von Hochfrequenzspulen gelten analoge Beziehungen.

Herrn Prof. Dr. M. Dieckmann danke ich für die vielen Anregungen zu der vorliegenden Arbeit und für die Bereitstellung und Anfertigung der notwendigen Hilfsmittel in den Laboratorien und Werkstätten der Drahtlos-telegraphischen Versuchsstation Gräfelfing.

(Eingegangen am 12. Mai 1930.)

Die Frequenzabhängigkeit des Widerstandsverstärkers.

Von **Heinrich Wigge**, Köthen-Anhalt.

Inhaltsübersicht.

Einleitung.
I. Spannungsverstärkung.
II. Die Breite des unverzerrt verstärkten Frequenzbandes.
III. Gleichstromverstärker.
Zusammenfassung.

Einleitung.

Bei der Dimensionierung von Widerstandsverstärkern zielt man meist auf möglichst große Spannungsverstärkung ab. Die Breite des unverzerrt verstärkten Frequenzbandes wird für gewöhnlich weniger beachtet. Es zeigt sich bei näherer Betrachtung, daß die üblichen normalen Betriebsbedingungen des Widerstandsverstärkers im Widerspruch stehen zu einer möglichst großen Verbreiterung des unverzerrt verstärkten Frequenzbereichs.

I. Die Spannungsverstärkung.

Die Spannungsverstärkung eines Widerstandsverstärkers (Bild 1) wird nach den tiefen Frequenzen

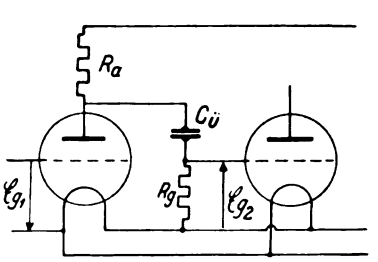


Bild 1.

hin begrenzt durch die Größe des Uebertragungskondensators $C_ü$ zwischen Anode und Gitter der nächsten Röhre, nach den hohen Frequenzen durch

Digitized by Google

die Scheinkapazität C_{g2} zwischen Gitter und Heizfaden der nächsten Röhre. Berücksichtigt man alle Nebenkapazitäten, so ergibt sich das in Bild 2 dargestellte Ersatzschaltschema. C_{g1} ist dabei die zwischen Gitter und Heizfaden der ersten Röhre liegende Kapazität, während C_{g2} die Scheinkapazität zwischen Gitter und Heizfaden der zweiten Röhre darstellt, also sowohl die zwischen diesen beiden Elektroden liegende Kapazität als auch ihre scheinbare Vergrößerung durch die Rückwirkung der folgenden Schaltung. Desgleichen enthält der Widerstand R_g sowohl die Größe des Ableitwiderstandes

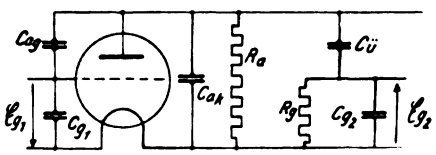


Bild 2.

als auch die durch die Rückwirkung hervorgerufene scheinbare Verkleinerung desselben. R_g und C_{g2} sollen also die während des Betriebes wirksamen Größen darstellen. Für das Verhältnis von $\mathfrak{E}_{g2}$ zu $\mathfrak{E}_{g1}$ ergibt sich dann nach den bekannten Rechenregeln der symbolischen Methode folgender komplexer Wert:

$$\frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}} = \mathfrak{B} = \frac{1}{D}\,\frac{\left(1-\frac{j\omega C_{ag}}{S}\right)}{\left[\left(1+\frac{C_{g2}}{C_{\ddot{u}}}+\frac{1}{j\omega C_{\ddot{u}}R_g}\right)\left(1+\frac{R_i}{R_a}+j\omega C_a R_i\right)+\frac{R_i}{R_g}+j\omega C_{g2}R_i\right]} \tag{1}$$

Hierin ist $C_a = C_{ag1} + C_{ak1}$, S die maximale Steilheit der Röhre und R_i der kleinste innere Röhrenwiderstand. Der Ausdruck gilt also nur für den geradlinigen Teil der Kennlinie. Nun kann man für Niederfrequenzen $\frac{\omega C_{ag}}{S}$ gegen 1 vernachlässigen und erhält dann nach einigen Umformungen folgenden Ausdruck:

$$\mathfrak{B} = \frac{S}{\frac{1}{R_i}+\frac{1}{R_a}+\frac{1}{R_g}+j\omega(C_a+C_{g2})+\frac{1}{j\omega C_{\ddot{u}}R_g}\left(\frac{1}{R_a}+\frac{1}{R_i}\right)+\frac{C_{g2}}{C_{\ddot{u}}}\left(\frac{1}{R_a}+\frac{1}{R_i}\right)+\frac{C_a}{C_{\ddot{u}}}R_g+j\omega C_a\frac{C_{g2}}{C_{\ddot{u}}}} \tag{2}$$

Der Absolutwert dieses Verhältnisses, der uns allein interessiert, läßt sich dann in der einfachen Form darstellen:

$$V = \left|\frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}}\right| = \frac{S}{\sqrt{P^2+Q^2}}, \tag{3}$$

wo:

$$P = \left(1+\frac{C_{g2}}{C_{\ddot{u}}}\right)\left(\frac{1}{R_i}+\frac{1}{R_a}\right)+\left(1+\frac{C_a}{C_{\ddot{u}}}\right)\frac{1}{R_g} \tag{4}$$

und:

$$Q = \omega\left(C_a+C_{g2}+\frac{C_aC_{g2}}{C_{\ddot{u}}}\right)-\frac{1}{\omega C_{\ddot{u}}R_g}\left(\frac{1}{R_i}+\frac{1}{R_a}\right) \tag{5}$$

gesetzt sind. Aus dieser Formel ersieht man, daß nur Q von der Frequenz abhängig ist. Die maximale Verstärkung ergibt sich demnach für $Q=0$ zu:

$$\boxed{V_{max} = \frac{S}{P}} \tag{6}$$

Aus der Bedingung $Q=0$ folgt diejenige Frequenz, bei welcher die maximale Verstärkung eintritt, zu

$$\omega_{max} = \sqrt{\frac{1}{R_g}\left(\frac{1}{R_i}+\frac{1}{R_a}\right)\frac{1}{C_aC_{g2}+C_{\ddot{u}}(C_a+C_{g2})}}. \tag{7}$$

II. Die Breite des unverzerrt verstärkten Frequenzbandes.

Wir suchen nun die Frequenzen auf, für welche die Verstärkung um $p\,\%$ kleiner ist als die maximale Verstärkung, für welche also:

$$V = V_{max}\left(1-\frac{p}{100}\right). \tag{8}$$

Wir erhalten:

$$S^2\cdot\frac{\left(1-\frac{p}{100}\right)^2}{P^2} = \frac{S^2}{P^2+Q^2} \tag{9}$$

$$Q^2 = P^2\left(\frac{1}{\left(1-\frac{p}{100}\right)^2}-1\right) \tag{10}$$

und mit:

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{\left(1-\frac{P}{100}\right)^2}-1 \tag{11}$$

$$Q = \pm P\cdot\varepsilon \tag{12}$$

Setzen wir zur Abkürzung:

$$C = C_a + C_{g2} + \frac{C_aC_{g2}}{C_{\ddot{u}}} \tag{13}$$

$$A = \frac{1}{C_{\ddot{u}}R_g}\left(\frac{1}{R_i}+\frac{1}{R_a}\right) \tag{14}$$

Also:

$$Q = \omega C - \frac{A}{\omega} \tag{15}$$

Dann ergibt sich ω aus der Gleichung:

$$\pm\varepsilon P = \omega C - \frac{A}{\omega} \tag{16}$$

zu:

$$\omega = \pm\frac{\varepsilon P}{2C} \pm \sqrt{\frac{A}{C}+\frac{\varepsilon^2P^2}{4C^2}}. \tag{17}$$

Wir erhalten für die Grenzfrequenzen:

$$\omega_1 = +\frac{\varepsilon P}{2C}+\sqrt{\frac{A}{C}+\frac{\varepsilon^2P^2}{4C^2}} \tag{18}$$

$$\omega_2 = -\frac{\varepsilon P}{2C}+\sqrt{\frac{A}{C}+\frac{\varepsilon^2P^2}{4C^2}}, \tag{19}$$

da vor dem Wurzelzeichen nur das Pluszeichen Geltung haben kann, weil die Frequenz nicht negativ

Digitized by Google

sein darf. Aus diesen beiden Gleichungen ergibt sich für die Frequenzbreite, innerhalb deren die Verstärkung weniger als $p\%$ von der maximalen Verstärkung abweicht:

$$\omega_1 - \omega_2 = \frac{\varepsilon P}{C} \tag{20}$$

Setzen wir die Ausdrücke aus Gleichung (7) und (20) in die Formel (3) ein, so erhalten wir für die Verstärkung den folgenden Ausdruck:

$$V = \frac{S}{C\sqrt{\frac{(\omega_1-\omega_2)}{\varepsilon^2} + \omega^2\left(1-\frac{\omega^2_{max}}{\omega^2}\right)^2}}. \tag{21}$$

Die maximale Verstärkung ergibt sich dann zu:

$$V_{max} = \frac{S\cdot\varepsilon}{C(\omega_1-\omega_2)}. \tag{22}$$

Aus dieser Gleichung folgt, daß die Maximalverstärkung umgekehrt proportional zur Bandbreite ist. Die Verbreiterung des unverzerrt hindurchgelassenen Frequenzbereiches ist mit einer Verringerung der Maximalverstärkung verbunden.

Multipliziert man Gleichung (18) mit (19), so ergibt sich:

$$\omega_1\cdot\omega_2 = \frac{A}{C} = \omega^2_{max} \tag{23}$$

Setzt man in Gleichung (20) und (23) die Werte ein und schreibt statt der Kreisfrequenzen die Frequenzen hin, so ergeben sich folgende Ausdrücke:

$$f_1 - f_2 = \frac{\varepsilon}{2\pi}\frac{P}{C}$$

$$= \frac{\varepsilon}{2\pi}\cdot\frac{\left(1+\frac{C_{g2}}{C_{\ddot{u}}}\right)\left(\frac{1}{R_i}+\frac{1}{R_a}\right)+\left(1+\frac{C_a}{C_{\ddot{u}}}\right)\frac{1}{R_g}}{C_a+C_{g2}+\frac{C_a C_{g2}}{C_{\ddot{u}}}} \tag{24}$$

$$f_1\cdot f_2 = \frac{1}{2\pi}\cdot\frac{A}{C} = \frac{1}{2\pi}\cdot\frac{1}{C_{\ddot{u}}R_g}\cdot\frac{\left(\frac{1}{R_i}+\frac{1}{R_a}\right)}{\left(C_a+C_{g2}+C_a\frac{C_{g2}}{C_{\ddot{u}}}\right)} \tag{25}$$

Aus diesen Gleichungen läßt sich das Verhalten des Verstärkers am leichtesten durchschauen. Für die Maximalverstärkung wird der Ausdruck:

$$V = \frac{S}{P} = \frac{1}{R_i\cdot D}\cdot\frac{1}{\left(1+\frac{C_{g2}}{C_{\ddot{u}}}\right)\left(\frac{1}{R_i}+\frac{1}{R_a}\right)+\left(1+\frac{C_a}{C_{\ddot{u}}}\right)\frac{1}{R_g}} \tag{26}$$

am größten, wenn R_a und R_g groß gegen R_i, die Röhrenkapazitäten klein gegen $C_{\ddot{u}}$ sind, nämlich wie bekannt gleich dem reziproken Wert des Durchgriffs. Die Verstärkung selbst ist also von Steilheit und innerem Widerstand unabhängig, so daß man in Gebieten der Kennlinie arbeiten kann, deren Steilheit weit unterhalb der maximalen Steilheit liegt. Aus Gleichung (24) ist jedoch zu sehen, daß unter den gleichen Vernachlässigungen die Bandbreite des Verstärkers:

$$f_1 - f_2 = \frac{\varepsilon}{2\pi R_i C} \tag{27}$$

wird, also nur vom inneren Widerstand der Röhre abhängt. Für eine möglichst große Bandbreite ist es daher wichtig, daß der Verstärker nur im geradlinigen Teil der Charakteristik arbeitet, dort, wo die Steilheit am größten und der innere Widerstand der Röhre am kleinsten ist. Die Röhrenkapazitäten, deren Einfluß durch die Größe C angedeutet wird, wirken stets hemmend. Sie verkleinern sowohl die Versträkung als auch die Bandbreite. Leider sind sie nicht unter einen bestimmten Betrag herabzudrücken. Man muß dabei auch bedenken, daß nicht nur die Röhrenkapazitäten in Frage kommen, sondern alle Kapazitäten, die innerhalb der Schaltung den Röhrenkapazitäten parallel liegen. So kann z. B. schon der Uebertragungskondensator $C_{\ddot{u}}$ zu erheblichen Vergrößerungen der eben genannten Kapazitäten führen, wenn zwischen seinen Belegungen und der Heizleitung irgendwelche größeren Kapazitäten bestehen.

Soll der Verstärker von 30 bis 10 000 Hertz verzerrungsfrei arbeiten, so bedeutet das eine Bandbreite von rund 10 000 Hertz. Dabei ist es tatsächlich ein erheblicher Unterschied, ob die untere Grenzfrequenz 20 oder 40 Hertz betragen soll. Das kommt zum Ausdruck durch die Lage der Maximalfrequenz, die sich jetzt sehr einfach aus Gleichung (23) errechnen läßt. Bei einer unteren Frequenz von 30 Hertz beträgt die Maximalfrequenz $\frac{1}{2\pi}\cdot\sqrt{f_1\cdot f_2} = 550$ Hertz. Aus diesen Angaben läßt sich mit Hilfe der angegebenen Formeln der Verstärker sehr einfach und leicht berechnen. Zu beachten ist dabei folgendes: Die Frequenz, bei der Maximalverstärkung vorhanden ist, läßt sich näherungsweise ausdrücken durch:

$$\omega^2_{max} = \frac{1}{R_i R_g}\cdot\frac{1}{C\cdot C_{\ddot{u}}} \tag{28}$$

Da nun die Maximalverstärkung sich mit dem Gitterwiderstand nicht ändert, so lange R_g groß gegen R_i ist, erkennt man, daß man in der Veränderung von R_g innerhalb der zulässigen Grenze, d. h. so lange es nur groß bleibt gegen R_i, die Lage der Maximalfrequenz verschieben kann, was für die Entzerrung eines gegebenen Verstärkers von Bedeutung sein kann. In gleicher Weise wie R_g wirkt der Uebertragungskondensator $C_{\ddot{u}}$. Vergrößert man ihn, so wird die Maximalfrequenz nach unten, bei Verkleinerung nach oben verschoben. Da $C_{\ddot{u}}$, so lange es nur groß bleibt gegen C_{ak} und C_{g2}, weder die Bandbreite noch die Maximalverstärkung beeinflußt, so kann man auch von der hierdurch gegebenen Möglichkeit, das Maximum der Verstärkung zu verschieben, weitgehenden Gebrauch machen.

Wenn man nur mit dem kleinsten inneren Widerstand der Röhre arbeitet, ist meistens die Frequenzbreite des Verstärkers für praktische Zwecke vollkommen ausreichend. Bei einer Röhre Valvo W 410 beträgt die Steilheit 1,2 mA/V, der innere Widerstand 20 800 Ohm. Für C sei der Wert 50 $\mu\mu$ F angenommen, mit welchem man etwa beim zusammengebauten Empfänger rechnen muß. Bei einer Frequenzbreite von 10 000 Hertz ergibt sich dann aus Gl. (27) $\varepsilon = 0{,}0653$ und daraus $p = 0{,}22$. In dem gewünschten Bereich weicht also die Verstärkung nur um 0,22% vom Maximalwert der Verstärkung ab. Soll f_{max} bei 550 Hertz liegen, so ergibt sich aus

Digitized by Google

Gleichung (28) $C_{\ddot{u}} \cdot R_g = 0{,}0795$. R_g muß groß sein gegen R_i, also etwa 3 Megohm. Dann ergibt sich $C_{\ddot{u}} = 0{,}027\ \mu$F.

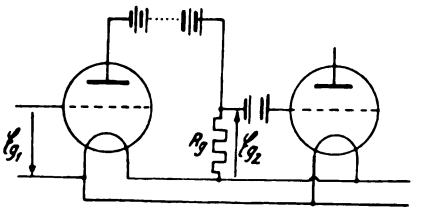


Bild 3.

III. Gleichstromverstärker.

Beim Gleichstromverstärker liegen die Verhältnisse noch etwas anders. In Bild 3 ist das Prinzipschema angegeben. Bild 4 zeigt dasselbe Prinzip bei Netzanschluß. Beide Schaltschemen lassen sich auf

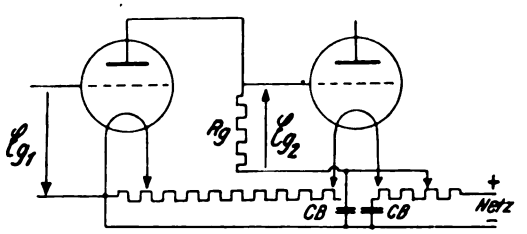


Bild 4.

das in Bild 5 dargestellte Ersatzschema zurückführen, wenn die Blockkondensatoren CB in Bild 4 genügend groß gewählt werden. Nun kann man das Ersatzschema des Bildes 5 aus dem des Bildes 2 dadurch ableiten, daß man $C_{\ddot{u}}$ und R_a unendlich groß werden

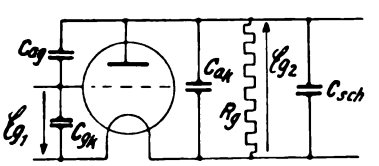


Bild 5.

läßt. Dann lassen sich die für den Widerstandsverstärker abgeleiteten Folgerungen unschwer auf den Gleichstromverstärker übertragen. An Stelle von Gleichung (1) findet man dann:

$$\mathfrak{B} = \frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}} = \frac{1}{D} \cdot \frac{\left(1 - \frac{j\omega C_{ag}}{S}\right)}{\left[1 + \frac{R_i}{R_g} + j\omega R_i (C_a + C_{g2})\right]}. \qquad (29)$$

Hieraus läßt sich wieder der Absolutwert der Spannungsverstärkung berechnen, wenn man $\frac{\omega C_{ag}}{S}$ gegen 1 vernachlässigt. Es ergibt sich:

$$V = \left|\frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}}\right| = \frac{S}{\sqrt{P^2 + Q^2}}, \qquad (30)$$

wo:

$$P = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_g} \qquad (31)$$

$$Q = \omega(C_a + C_{g2}). \qquad (32)$$

Die Frequenz, bei der Maximalverstärkung eintritt, ergibt sich wieder aus $Q = 0$, und zwar zu

$$\omega_{max} = 0. \qquad (33)$$

Die Verstärkung nimmt also mit wachsender Frequenz ab. Wir suchen wieder die Frequenz auf, bei der die Verstärkung um $p\%$ kleiner geworden ist. Man erhält analog wie beim Widerstandsverstärker:

$$Q = \pm \varepsilon P,$$

und daraus:

$$\omega_1 = \frac{\varepsilon P}{C_a + C_{g2}} = \frac{\varepsilon F}{C}. \qquad (34)$$

Ist R_i wieder groß gegen R_g, so ergibt sich für die Breite des Frequenzbandes, welches ja jetzt stets von Null anfängt, genau wie beim Widerstandsverstärker

$$f_1 = \frac{\varepsilon}{2\pi R_i C}. \qquad (35)$$

Zusammenfassung.

1. Die Breite des unverzerrt verstärkten Frequenzbandes ergibt sich aus:

$$f_1 - f_2 = \frac{\varepsilon}{2\pi R_i C} \qquad (27)$$

Sie ist also um so größer, je kleiner der innere Widerstand und die Kapazität der Röhre sind.

2. Um ein möglichst breites unverzerrt verstärktes Frequenzband zu bekommen, ist es nötig, auf dem geradlinigen Teil der Charakteristik zu arbeiten. Die Anodenspannung muß also so hoch gewählt werden, daß dies möglich ist, wenn dabei R_a groß gegen R gemacht wird.

3. Die Frequenz, bei der die größte Verstärkung stattfindet, ergibt sich aus der oberen und unteren Grenzfrequenz zu:

$$f^2_{max} = f_1 \cdot f_2 \qquad (23)$$

4. Für die Frequenz maximaler Verstärkung ergibt sich:

$$f^2_{max} = \frac{1}{2\pi R_i R_g C_{\ddot{u}} C} \qquad (28)$$

5. Für die Berechnung eines Widerstandsverstärkers, welcher ein gegebenes Frequenzband $f_1 - f_2$ unverzerrt verstärken soll, ergeben sich folgende Regeln: Zunächst ist f_{max} aus Geichung (23) zu bestimmen. Dann sind R_g und $C_{\ddot{u}}$ aus Gleichung (28) zu berechnen, wobei man für C etwa mit einem Werte von 50 $\mu\mu$F rechnen kann. Gleichung (27) gibt eine Kontrolle, ob das gewünschte Frequenzband unverzerrt verstärkt wird bzw. um wieviel Prozent die Verstärkungen an den Grenzen hinter der Maximalverstärkung zurückbleiben, wobei für die Berechnung von ε Gleichung (11) zu berücksichtigen ist.

6. Für den Gleichstromverstärker ergibt sich $f_{max} = 0$. Im übrigen ist die Frequenzbreite dieselbe, wie beim Widerstandsverstärker.

(Eingegangen am 23. April 1930.)

Digitized by Google

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Piezoelektrische Einrichtung.

D.R.P. 494716, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Elektrotechn. Trust d. Schwachstromwerke, Leningrad, Russ. Priorität vom 8. Juli 1927). Pat. vom 5. Juli 1928, ausgegeben am 29. April 1930.

Häufig ist es erwünscht, piezoelektrische Einrichtungen in den höheren Harmonischen der Grundwelle des Piezokristalles zu erregen. Bei den gebräuchlichen Anordnungen gelingt dies nur schwer bzw. die betr. Oberwellen werden nur sehr schwach erregt. Erfindungsgemäß soll eine sichere und starke Erregung der Oberwellen dadurch erzielt werden, daß die Berührungsflächen der auf den beiden Seiten des Piezokristalls anliegenden Elektroden in Richtung der

Bild 1.

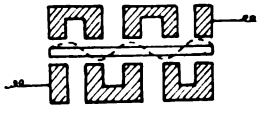


Bild 2.

Bild 3.

Schwingungsachse des Kristalls periodisch unterbrochen sind. In den Bildern 1 bis 3 sind einige derartige Anordnungen dargestellt. Bei der in Bild 2 und der in Bild 3 mit einem Kristallring dargestellten Anordnung sind die Einzelelektroden hintereinander geschaltet. In allen Fällen müssen die Stellen der maximalen Feldwirkung (Vorsprünge) mit den Maxima der piezoelektrischen Polarisation zusammenfallen. Die Elektroden können auch als streifenartige Belege auf den Kristallflächen z. B. durch Kathodenzerstäubung oder galvanoplastisch aufgebracht sein.

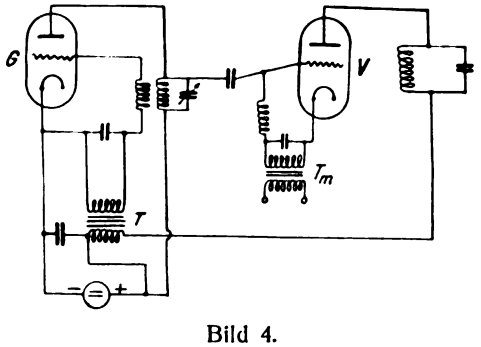


Bild 4.

Fremdgesteuerter Röhrensender.

D.R.P. 494613, Klasse 21a⁴, Gruppe 15 (Ahemo, Zusatz zum Patent 482448). Patent vom 6. März 1929, ausgegeben am 26. März 1930.

Das Patent 482448 betrifft einen fremdgesteuerten Röhrensender, bei dem die gesteuerte oder die Steuerröhre gleichzeitig als Modulationsröhre verwendet wird. Bei der in Bild 4 wiedergegebenen Anordnung soll die Niederfrequenzkopplung der Röhren durch den Transformator *T* erfolgen, der im Anodenkreis der gesteuerten Röhre *V* und im Gitterkreis der Steuerröhre *G* liegt. Der Modulationstransformator *Tm* liegt im Gitterkreis der gesteuerten Röhre *V*.

Kurzwellen-Gegentaktsender.

D.R.P. 495968, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Esau, Zusatz zum Patent 444194). Patent vom 19. Dezember 1928, ausgegeben am 16. April 1930.

Das Patent 444194 betrifft einen Kurzwellen-Röhrensender, bei dem die Anoden und Gitter von zwei Röhren miteinander verbunden und zwischen die Zuleitungen eine Kapazität eingeschaltet ist. Dadurch

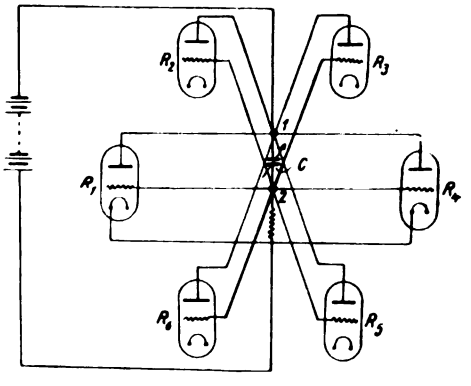


Bild 5.

entstehen zwei Schwingungskreise mit gleicher Abstimmung, die in Reihe die Gitteranodenkapazität und die Zuleitungen enthalten. Erfindungsgemäß soll dieses Prinzip auf mehr als zwei Röhren angewendet werden, um größere Schwingungsleistungen zu erhalten. Eine derartige Anordnung zeigt das Bild 5. Die Anoden und die Gitter der Röhren *R* sind durch gleich lange Leitungen miteinander verbunden. Zwischen die Knotenpunkte 1, 2 ist die variable Zusatzkapazität *C* eingeschaltet.

Einrichtung zum Senden oder Empfangen ultrakurzer Wellen.

D.R.P. 495552, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Lorenz). Pat. vom 13. Mai 1928, ausgegeben am 8. April 1930.

Der Aufbau von Sendern oder Empfängern für kurze und ultrakurze Wellen erfordert besondere Vorsichtsmaßregeln mit Rücksicht darauf, daß die Antennenkreise und Hochfrequenzkreise von abschirmenden Teilen ferngehalten werden müssen. Erfindungsgemäß soll dies dadurch erleichtert werden, daß die niederfrequenz-, mittelfrequenz- und gleichstromführenden Kreise vom Hochfrequenzteil getrennt und in einem abgeschirmten Metallgehäuse angeordnet

Digitized by Google

werden. In dem Bild 6 sind im abgeschirmten Kasten K alle Teile mit Ausnahme der Hochfrequenzkreise angeordnet. Der Hochfrequenzteil H ist mit dem Kasten K durch einen Metallschlauch S verbunden, in dem sich die notwendigen Verbindungsleitunoen befinden. Der Metallschlauch S kann durch ein steifes

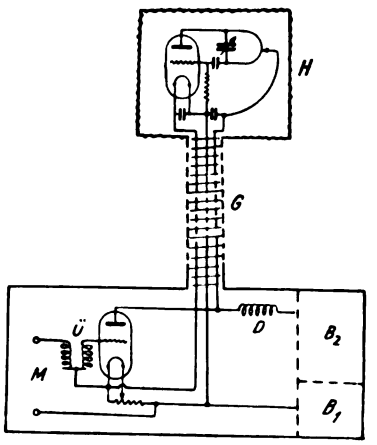


Bild 6.

Metallrohr ersetzt werden, das den Hochfrequenzteil trägt.

Kurzwellensender.

Brit. Pat. 297 328 (T. K. D., Nürnberg u. Kohl, Erlangen — Deutsche Prior. vom 17. September 1927), angenommen am 17. Dezember 1929.

Bei der in Bild 7 wiedergegebenen Anordnung zur Erzeugung kurzer Wellen sind in einer evakuierten

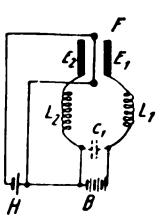


Bild 7.

Röhre zwei Elektroden E_1 und E_2 eingeschlossen, die einen Kondensator bilden und zwischen denen sich ein Glühfaden F befindet, der von der Batterie H gespeist wird. Die Elektrode E_1 ist über die Selbstinduktion L_1,

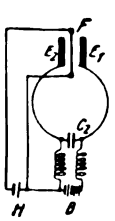


Bild 8.

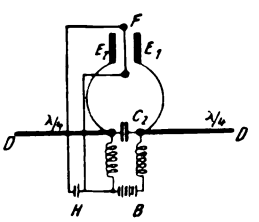


Bild 9.

die Elektrode E_2 über die Selbstinduktion L_2 mit der Anodenbatterie B verbunden. Der von F nach E_1 gehende Elektronenfluß bewirkt über die Kapazität C_1 hinweg eine negative Aufladung der Elektrode E_2, die zu einer Stromumkehr und Entladung führt, so daß im Kreise L_1 L_2 E_1 E_2 Schwingungen auftreten. In den Bildern 8—12 sind einige weitere Anordnungen dargestellt. Bei der in Bild 9 dargestellten Anordnung sind mit dem Schwingungskreis Dipolantennen D von einer Viertelwellenlänge verbunden. Bei der in Bild 10 wiedergegebenen Anordnung sind die Dipolantennen D mit den Elektroden E verbunden. Die Elektroden E

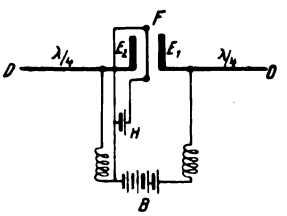


Bild 10.

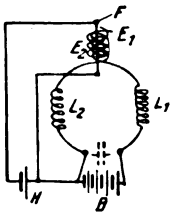


Bild 11.

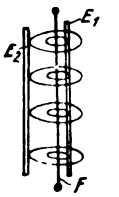


Bild 12.

können durch konzentrische Spulen verschiedenen Durchmessers (Bild 11) oder durch konzentrische Ringe (Bild 12) oder durch einfache Drähte gebildet werden.

Kurzwellen-Sendeeinrichtung.

D.R.P. 494 223, Klasse 21a^4, Gruppe 46 (Lorenz), Pat. vom 3. April 1928, ausgegeben am 3. April 1930.

Für den drahtlosen Verkehr mittels kurzer Wellen wird die in Bild 13 wiedergegebene Anordnung vorgeschlagen, bei der mehrere Kurzwellensender A, B

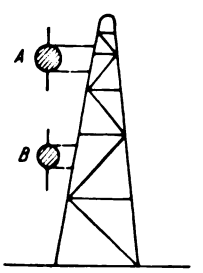


Bild 13.

übereinander an einem Mast angeordnet sind und zwar in einem Abstand voneinander, der gegenüber der Wellenlänge groß ist. Auf der Erdoberfläche muß sich dann ein Interferenzfeld beider Sender ergeben, das verschieden große tote und empfangsstarke Zonen aufweist. Durch Wahl des Abstandes der Sender hat man es in der Hand für einen gegebenen Empfangsort ein Maximum der Empfangsstärke zu erzielen. Die Ausstrahlung der Sender kann dadurch verstärkt werden, daß die Umgebung der Antenne an der Erdoberfläche durch Anwendung günstiger Mittel in ihrer Leitfähigkeit verbessert wird, z. B. durch Anordnung von ausgedehnten Drahtnetzen.

Verminderung der Schwundwirkung.

D.R.P. 494 222, Klasse 21a^4, Gruppe 22 (Radio Corporation of America, amer. Priorität vom 20. Februar 1928), Pat. vom 5. Februar 1929, ausgegeben am 24. März 1930.

Zur Beseitigung der Schwundstörungen verwendet man mehrere getrennt aufgestellte Empfänger, die auf einen gemeinsamen Kreis arbeiten. Bei dieser Anordnung tritt der Nachteil auf, daß diejenigen Empfangseinrichtungen, die in einem gewissen Zeitraum keinen Signalempfang geben, alle atmosphärischen

Digitized by Google

und sonstigen Störungen ungeschwächt aufnehmen und auf den gemeinsamen Kreis übertragen. Dies soll erfindungsgemäß dadurch verhindert werden, daß die Empfindlichkeit der Empfänger gegenseitig durch die Empfangsstärke der Signale gesteuert wird, derart, daß die Empfänger, die keine Signalstärke geben, in der Verstärkung geschwächt werden. Die grundsätzliche Anordnung zeigt Bild 14. Die Empfänger *A* und

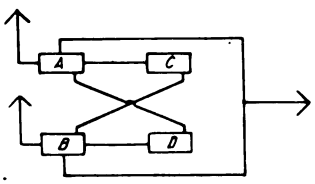


Bild 14.

B besitzen ihre eigenen Antennen und sind örtlich voneinander getrennt aufgestellt. Mit jedem Empfänger ist eine Empfindlichkeits-Steuervorrichtung *C* bzw. *D* verbunden, deren Ausgangskreise mit dem jeweils anderen Empfänger verbunden sind. Wenn das Signal im Empfänger *A* mit großer Stärke, im Empfänger *B* mit sehr geringer Stärke aufgenommen wird, so bewirkt die mit dem Empfänger *A* verbundene Steuereinrichtung *C*, daß das Gitter des Empfängers *B* eine höhere Vorspannung erhält, so daß die Verstärkung des Empfängers *B* wesentlich herabgesetzt wird. Der Empfänger *B* kann nun also

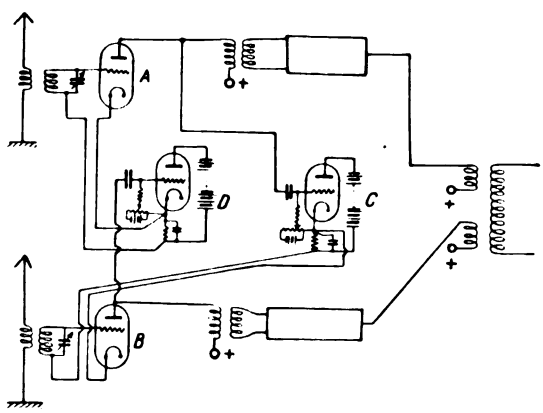


Bild 15.

Störungen nicht verstärken. Das Umgekehrte tritt ein, wenn der Empfang in *A* gering und in *B* stark wird. Durch die Steuereinrichtung *D* wird in diesem Falle die Verstärkung in *A* verringert.

Eine Anordnung, bei der die Steuereinrichtungen *C* und *D* aus Röhren bestehen, deren Gitter von den betr. Trägerwellen gesteuert werden, ist in Bild 15 wiedergegeben.

Brückenschaltung zur Modulation von Hochfrequenzströmen.

D.R.P. 496 457, Klasse 21 a⁴, Gruppe 14 (Mandelstam u. Papalexi, Leningrad), Pat. vom 22. Oktober 1927, ausgegeben am 22. April 1930.

Zur Modulation von Hochfrequenzströmen wird die in Bild 16 wiedergegebene Brückenanordnung mit vier Transformatoren vorgeschlagen. Die Eckpunkte 1, 2 der einen Primärdiagonale sind mit der Mikrophoneinrichtung *M*, die Eckpunkte 3, 4 der anderen Primärdiagonale sind mit der Vormagnetisierungsquelle 5 und dem Regelwiderstand *W* verbunden. Die Sekundärpunkte I, II, III, IV führen zu den Hochfrequenzkreisen, die beeinflußt werden sollen. Wenn die vier Ringspulen gleich sind, entsteht an den Punkten III, IV keine Hochfrequenzspannung, solange kein Mikrophonstrom vorhanden ist. Durch einen Mikrophon-

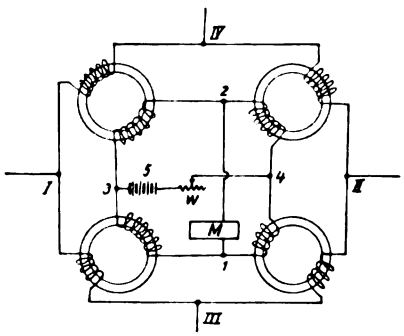


Bild 16.

strom werden die Vormagnetisierungsströme in einem Paar der Ringspulen verstärkt, in dem anderen Paar geschwächt, so daß das Gleichgewicht der Brücke gestört ist und eine Hochfrequenzspannung an den Punkten III, IV auftritt.

Bild 17 zeigt die Anwendung dieser Anordnung bei einem fremdgesteuerten Röhrensender, wobei der einfacheren Darstellung halber der Primärteil der Brückenanordnung fortgelassen ist, der sich von

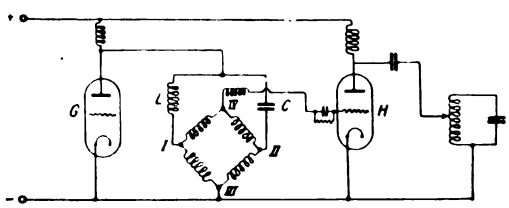


Bild 17.

Bild 16 nicht unterscheidet. Der Anodenkreis *C*, *L* der Steuerröhre *G* ist mit den Punkten I, II und der Gitterkreis der Hauptröhre *H* mit den Sekundärpunkten III, IV der Brückenanordnung verbunden.

Richtempfang mit einer Mehrzahl von Antennen.

D.R.P. 494 925, Klasse 21 a⁴, Gruppe 46 (Lorenz), Pat. vom 30. Oktober 1927, ausgegeben am 3. April 1930.

Bei Verwendung mehrerer getrennt aufgestellter Empfangsantennen, die auf eine gemeinsame Empfangsstelle einwirken, verwendet man Verzögerungsleitungen (Kettenglieder) zur Herstellung der richtigen Phasenverschiebungen und zur Einstellung der gewünschten Richtwirkung der auf einer geraden Linie angeordneten Antennen. Die praktische Durchführung stößt auf Schwierigkeiten, da die Herstellung von Kettenleitern für Hochfrequenz bei der erforderlichen Einstellfeinheit nicht einfach ist. Erfindungsgemäß sollen diese Nachteile dadurch beseitigt werden, daß die zeitliche Aenderung des Schwingungsvorganges nicht in der Hochfrequenz, sondern in einer besonders für diesen Zweck hergestellten Zwischenfrequenz vor-

Digitized by Google

genommen wird. Bild 18 zeigt eine derartige Anordnung mit drei Antennen A_1, A_2 und A_3, die mit drei Detektorkreisen D gekoppelt sind. Durch Ueberlagerung einer vom Sender $\ddot{U}$ örtlich erzeugten Hilfsfrequenz wird eine Zwischenfrequenz erzeugt, die in den Detektorkreisen D von der Hochfrequenz getrennt und den Verzögerungsleitungen L zugeführt

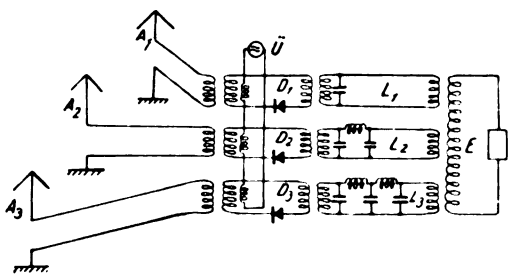


Bild 18.

wird, die den erforderlichen Phasenausgleich herbeiführen und an ihrer Ausgangsseite mit dem gemeinsamen Empfängerkreis E gekoppelt sind.

Kurzwellen-Richtantenne.

D.R.P. 493 877, Klasse 21 a⁴, Gruppe 46 (Telefunken), Pat. vom 15. September 1928, ausgegeben am 12. März 1930.

Zur Erzielung von zwei Hauptausstrahlrichtungen, die einen bestimmten Winkel miteinander bilden, soll die in Bild 19 dargestellte Antennenanordnung mit

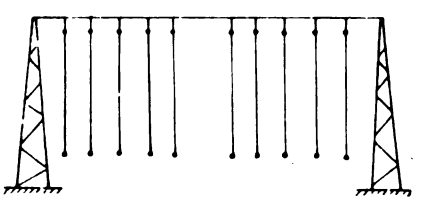


Bild 19.

vielen Einzeldrähten a derart erregt werden, daß die eine Hälfte (a_1—a_5) der Antennendrähte in einer Phase und die andere Hälfte (a_6—a_{10}) der Antennendrähte in der entgegengesetzten Phase erregt werden. Man erhält in diesem Falle zwei Ausstrahlrichtungen R_1 und R_2 (Bild 20), die den Winkel α miteinander bilden, der

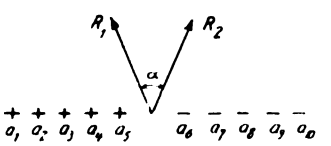


Bild 20.

von der Breite bzw. dem Abstande der Antennenhälften abhängt und durch Wahl dieser Größen geändert werden kann. Zur Erzielung einer einseitigen Richtwirkung kann ein Reflektor angeordnet werden.

Wellenmesser für kurze Wellen.

D.R.P. 496 657, Klasse 21 a⁴, Gruppe 71 (Esau), Pat. vom 28. Juli 1928, ausgegeben am 25. April 1930.

Die in Bild 21 wiedergegebene Anordnung zum Messen der Wellenlänge kurzer Wellen besteht aus einem Kondensator, dessen eine Belegung 2 auf einem Grundbrett 1 befestigt ist, während die zweite Elektrode 3 verstellt werden kann. Beide Belegungen sind durch einen Drahtbügel 5 miteinander verbunden. Im Spannungsknoten des Schwingungskreises ist ein Dipol 6 angekoppelt, der in der Mitte den Detektor 7 enthält, mit dem der Indikatorkreis 8, 9, 10 verbunden

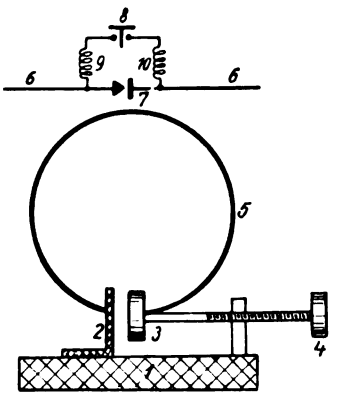


Bild 21.

ist. An einer Skala, die mit der Spindel 4 verbunden oder in anderer Weise angebracht ist, kann die Wellenlänge abgelesen werden.

Verfahren zur Bildübertragung.

D.R.P. 495 718, Klasse 21 a¹, Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 23. Dezember 1928, ausgegeben am 10. April 1930.

Bei der in Bild 22—23 wiedergegebenen Anordnung zur Bildabtastung einer ebenen Bildfläche soll eine

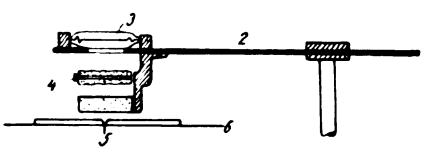


Bild 22.

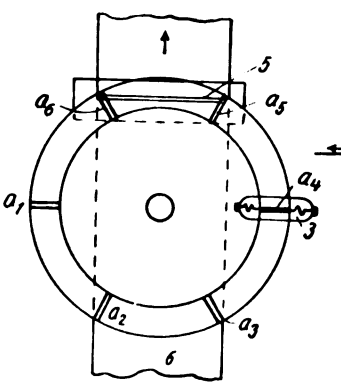


Bild 23.

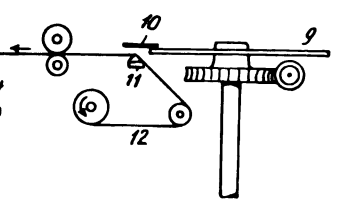


Bild 24.

drehbare Scheibe 2 verwendet werden, die auf ihrer Peripherie sechs Glühlampen mit fadenförmigem Leuchtkörper 3 trägt. Durch einstellbare Zylinderlinsen 4 werden die Glühfaden 3 in Gestalt von sechs Lichtstreifen a_1 bis a_6 in die Abtastebene abgebildet. Der Bildstreifen 6 läuft unter einem schmalen Spalt 5 dicht hinweg. Die Abtastung erfolgt durch die kreisenden Lichtstreifen a_1 bis a_6 längs einer Sehne, deren

Digitized by Google

Lage durch den Spalt 5 gegeben ist. Bild 24 zeigt die entsprechende Empfangsanordnung mit der Drehscheibe 9, auf deren Peripherie in gleichen Abständen sechs radial gerichteten Federn 10 befestigt sind. Ein präparriertes elektrochemisches Papier 12 läuft über eine Schneide 11, die den negativen Pol bildet, während die Federn den positiven Pol bilden.

Gleichzeitige Uebertragung optischer und akustischer Zeichen.

D.R.P. 495 349, Klasse 21 a¹, Gruppe 32 (Telehor), Pat. vom 23. März 1929, ausgegeben am 5. April 1930.

Zur gleichzeitigen Uebertragung optischer und akustischer Zeichen z. B. von Bild und Sprache soll erfindungsgemäß eine Einrichtung verwendet werden, bei der die beiden Zeichenarten abwechselnd mit so hoher Wechselfrequenz gesendet werden sollen, daß die Unterbrechungen in beiden Uebertragungen nicht

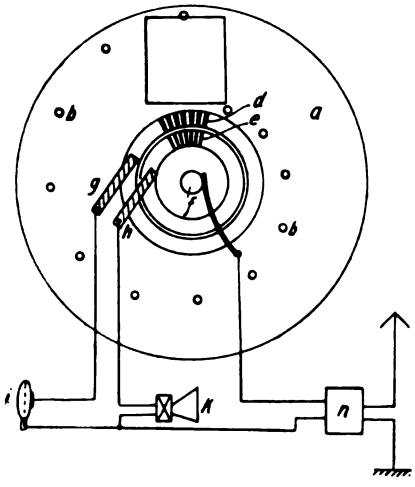


Bild 25.

mehr wahrnehmbar sind. Bei der in Bild 25 dargestellten Anordnung dient zur Bildzerlegung die bekannte Nipkowsche Scheibe *a* mit den Löchern *b*. Auf der Scheibe sind außerdem zwei auf Kreisringen angeordnete Reihen von Kommutatorsegmenten *d* und *e* vorgesehen, die mit der Achse *f* oder einem Schleifring leitend verbunden sind und auf die Schleifbürsten *g* und *h* laufen. Mit der Schleifbürste *g* ist die Photozelle *i*, mit der Schleifbürste *h* das Mikrophon *k* verbunden. Die Segmente *d* und *e* stehen auf Lücke, so daß abwechselnd die Photozelle *i* und das Mikrophon *k* mit dem Sender *n* verbunden sind. Die Anordnung im Empfänger ist im wesentlichen die gleiche.

Nipkowsche Scheibe für Bildfernübertragung.

D.R.P. 494 779, Klasse 21 a¹, Gruppe 32 (Telehor), Pat. vom 13. Oktober 1928, ausgegeben am 27. März 1930.

Zur Bildabtastung verwendet man die Nipkowsche Scheibe (Bild 26), die eine Reihe von Löchern besitzt, die längs einer logarithmischen Spirale angeordnet sind. Da das genaue Bohren der feinen Löcher schwierig ist und nur eine geringe Lichtmenge durch diese Löcher hindurchgehen kann, hat man vorgeschlagen, spiralförmig angeordnete Linsen in die Scheibe einzusetzen. Dies bedingt eine erhebliche Verteuerung und es ist auch schwer, die Linsen mit ihren Achsen derart auszurichten, daß eine genaue Wiedergabe erfolgt. Die genannten Mängel sollen erfindungsgemäß durch die Verwendung von kleinen Kugellinsen beseitigt werden, die eine sehr kurze Brennweite besitzen. Auf diese Weise ist es möglich,

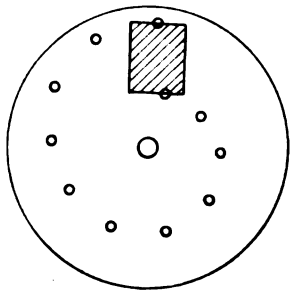


Bild 26.

einfache billige Glasperlen zu verwenden, die ein geringes Gewicht besitzen und die Möglichkeit der unmittelbaren Betrachtung ohne Verwendung eines Projektionsschirmes bieten. Wichtig ist, daß eine Ausrichtung der Linsen nicht erforderlich ist, so daß Fehlprojektionen nicht auftreten können.

Blendenanordnung für Lichtsteuervorrichtungen.

D.R.P. 496 456, Klasse 21 a¹, Gruppe 32 (Lorenz) Pat. vom 13. Oktober 1928, ausgegeben am 1. Mai 1930.

Für elektrische Lichtsteuervorrichtungen bei Bildtelegraphie u. dgl. verwendet man einen schmalen Spalt, dem der Lichtstrahl zugeführt wird und der durch eine leicht bewegliche Blende abgedeckt ist. Um

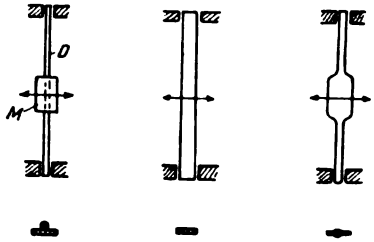


Bild 27. Bild 28. Bild 29.

ein einwandfreies Arbeiten zu erzielen, muß die Blende rechteckigen Querschnitt haben. Bei der in Bild 27 dargestellten Anordnung ist z. B. ein dünnes Metallplättchen *M* an einem dünnen Draht *D* befestigt. Da es sich um Drähte handelt, deren Durchmesser Bruchteile eines Millimeters betragen, bereitet die Befestigung der Blende Schwierigkeiten. Man hat daher versucht, Draht und Blende aus einem Stück als Flachmaterial zu verwenden, wie dies Bild 28 zeigt. Da hochkantliegendes Flachmaterial nur schlecht auf Biegung ohne Verdrehung beansprucht werden kann, so ergeben sich mit dieser Anordnung zu geringe Bildpunktzahlen. Erfindungsgemäß soll die in Bild 29 dargestellte Anordnung verwendet werden, bei der die Blende von etwa rechteckiger Form aus dem dünnen Draht durch Flachpressen an einer Stelle hergestellt worden ist.

Digitized by Google

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
475 033	21 g/10	7. 4. 30	Herstellung von Blockkondensatoren
479 233	21 a¹/32	9. 4. 30	Bildtelegraphie
492 908	21 g/31	18. 3. 30	Wellenfilter
493 325	21 c/55	10. 3. 30	Herstellung von Hochohmwiderständen
493 453	21 a¹/32	10. 3. 30	Bildtelegraphie
493 567	21 a⁴/29	10. 3. 30	Empfangsanordnung
493 697	21 a⁴/74	12. 3. 30	Verstärker
493 700	21 g/11	15. 3. 30	Gleichrichter
493 701	21 g/11	15. 3. 30	Gleichrichter
493 702	21 g/11	15. 3. 30	Gleichrichter
493 779	21 a¹/2	14. 3. 30	Bildtelegraphie
*493 877	21 a⁴/46	12. 3. 30	Richtantenne
493 878	21 a⁴/75	17. 3. 30	Umschalteinrichtung für Radio-Grammophongeräte
493 890	21 g/12	15. 3. 30	Entladungsrelais
493 991	21 g/13	15. 3. 30	Röhre
494 015	21 c/22	17. 3. 30	Drahtbefestigung an Steckern
494 127	21 a⁴/75	25. 3. 30	Stationswählvorrichtung für Empfänger
494 130	21 c/68	21. 3. 30	Hochfrequenztelegraphie längs Leitungen
494 221	21 a²/3	20. 3. 30	Elektrostatischer Lautsprecher
*494 222	21 a⁴/22	24. 3. 30	Fadingbeseitigung
*494 223	21 a⁴/46	3. 4. 30	Kurzwellen-Sendeeinrichtung
494 224	21 a⁴/75	20. 3. 30	Einstellvorrichtung f. Empfänger
494 331	21 c/55	24. 3. 30	Regelbarer Widerstand
494 332	21 c/55	22. 3. 30	Stufenschalter für Widerstände
494 520	21 a⁴/52	24. 3. 30	Synchronisierungsvorrichtung
494 529	21 h/18	24. 3. 30	Hochfrequenz-Wärmebehandlung von Stoffen
494 530	21 h/18	24. 3. 30	Hochfrequenzofen
494 612	21 a²/41	26. 3. 30	Verstärker
*494 613	21 a⁴/15	26. 3. 30	Fremdgesteuerter Sender
*494 716	21 a⁴/8	29. 4. 30	Piezo-Vorrichtung
494 717	21 a⁴/16	28. 3. 30	Tasten von Röhrensendern
*494 779	21 a¹/32	27. 3. 30	Bildfernübertragung
494 819	21 a²/38	27. 3. 30	Musikfernübertragung
494 829	21 g/24	27. 3. 30	Hochfrequenzheilgerät mit Störschutz
494 921	21 a¹/32	31. 3. 30	Umschalteinrichtung für optisch-akustische Übertragung
*494 922	21 a¹/32	27. 3. 30	Erzeugung von Steuerströmen für Bildtelegraphie
494 923	21 a⁴/6	28. 3. 30	Frequenzwandler
494 924	21 a⁴/22	27. 3. 30	Störbeseitigung
*494 925	21 a⁴/46	3. 4. 30	Richtempfang
494 926	21 a⁴/77	2. 4. 30	Transformatorensatz für mehrstufige Empfangsgeräte
494 933	21 c/55	31. 3. 30	Widerstandsschalter
494 945	21 g/10	3. 4. 30	Regelbarer Kondensator
495 006	21 h/18	1. 4. 30	Heizspule für Hochfrequenzöfen
495 027	21 a²/25	1. 4. 30	Beseitigung von Störgeräuschen bei Mikrophonen
495 202	21 g/10	3. 4. 30	Herstellung von Blockkondensatoren
495 270	21 g/10	4. 4. 30	Röhre
495 308	21 a⁴/70	5. 4. 40	Fernbedienung von Radiogeräten
495 348	21 a¹/32	5. 4. 30	Bildtelegraphie
*495 349	21 a¹/32	5. 4. 30	Bildtelegraphie
495 350	21 a²/8	5. 4. 30	Piezoelektrisches Mikrophon
495 353	21 a⁴/35	5. 4. 30	Speisung von Röhrengeräten
495 355	21 a⁴/59	5. 4. 30	Überlagerung von Signalströmen auf Kraftleitungen
495 356	21 a⁴/59	5. 4. 30	Drossel für Hochfrequenztelegraphie auf Leitungen
495 465	21³/27	7. 4. 30	Messung v. modulierten Wechselströmen
495 545	21 a¹/32	8. 4. 30	Bildtelegraphie
495 547	21 a²/3	8. 4. 30	Elektrostatisches Telephon
495 548	21 a²/5	8. 4. 30	Mikrophon
495 550	21 a²/36	16. 4. 30	Kettenleiter
495 551	21 a²/36	8. 4. 30	Echo- u. Rückkopplungssperrung durch Wellenfilter
*495 552	21 a⁴/9	8. 4. 30	Senden u. Empfangen mit ultrakurzen Wellen
495 553	21 a⁴/68	8. 4. 30	Kopplungseinrichtung
495 558	21 g/10	8. 4. 30	Herstellung von Kondensatoren
495 559	21 g/10	8. 4. 30	Herstellung von Kondensatoren
495 560	21 g/12	9. 4. 30	Entladungsröhre
495 561	21 g/12	8. 4. 30	Glimmgleichrichter
495 562	21 g/13	4. 4. 30	Gleichrichterröhre
495 638	21 a⁴/9	9. 4. 30	Senden von Ultrakurzwellen
*495 718	21 a¹/32	10. 4. 30	Bildübertragung
495 719	21 a⁴/49	15. 4. 30	Mehrfachmodulation
495 720	21 a⁴/58	10. 4. 30	Übertragung längs Leitungen
495 721	21 a⁴/70	10. 4. 30	Einstellung von Abstimmorganen
495 722	21 a⁴/70	10. 4. 30	Einstellvorrichtung
495 723	21 a⁴/72	10. 4. 30	Zwischenstecker für Netzempfänger
495 736	21 g/13	10. 4. 30	Röhre
495 796	21 a⁴/68	10. 4. 30	Spule
495 898	21 g/31	16. 4. 30	Magnetkern
*495 899	21 g/31	11. 4. 30	Umwandlung elektrischer Ströme in mechanische Bewegung mittels Magnetostriktion
*495 968	21 a⁴/9	16. 4. 30	Kurzwellensender
495 973	21 g/10	12. 4. 30	Herstellung von Wickelkondensatoren
496 041	21 g/13	14. 4. 30	Durchführung für Röhren
496 076	21 g/11	22. 4. 30	Kolloidaler Gleichrichter
496 179	21 h/38	17. 4. 30	Hochfrequenzofen
496 334	21 g/31	16. 4. 30	Magnetisches Material
496 375	21 g/13	24. 4. 30	Röhre
496 376	21 g/13	22. 4. 30	Herstellung von Gitterelektroden
496 396	21 a²/5	26. 4. 30	Mikrophon
*496 456	21 a¹/32	1. 5. 30	Bildtelegraphie
*496 457	21 a⁴/14	22. 4. 30	Modulationsschaltung
496 536	21 g/10	23. 4. 30	Drehkondensator
496 561	21 a⁴/70	23. 4. 30	Einstellvorrichtung
496 566	21 g/12	25. 4. 30	Röhre
496 656	21 a⁴/4	26. 4. 30	Lichtbogensender
*496 657	21 a⁴/71	25. 4. 30	Wellenmesser für kurze Wellen
496 735	21 a⁴/4	25. 4. 30	Metalldampfröhrensender
496 797	21 a⁴/70	22. 4. 30	Abstimmvorrichtung
496 813	21 a⁴/68	29. 4. 30	Transformatorbefestigung
*496 842	21 a¹/13	28 4. 30	Stimmgabel-Schwingungserzeug.

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Erzeugung von Steuerströmen für Bildfunktelegraphie.

D.R.P. 494 922, Klasse 21 a¹, Gruppe 32 (Marconi, Brit. Prior. vom 22. November 1927), Pat. vom 10. November 1928, ausgegeben am 27. März 1930.

Die für die Frequenzsteuerung bei Bildtelegraphie nötigen Stimmgabeln müssen eine Frequenz besitzen, die verhältnismäßig gering ist, etwa 200 Perioden pro Sekunde. Solche Stimmgabeln haben aber eine merklich große Dämpfung und sind verhältnismäßig inkonstant. Erfindungsgemäß soll eine Stimmgabel verwendet werden von höherer Frequenz und geringerer Dämpfung und durch eine besondere Einrichtung, durch die die Stimmgabelfrequenz erniedrigt wird. Die letztere Einrichtung, die in Bild 30 wiedergegeben ist, besteht aus einer Röhre 1, deren Gitter von der

Digitized by Google

Stimmgabelfrequenz z. B. 1000 Per/sec gesteuert wird. Der Anodenkreis besteht aus einem Widerstand W, einem Kondensator C und einer Neonlampe N. Die Anordnung ist so getroffen, daß die Spannung, auf die der Kondensator C durch einen Impuls

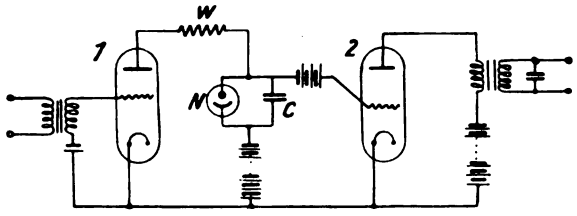


Bild 30.

geladen wird, kleiner ist als die Entladespannung der Neonlampe, während die Spannung nach zwei Impulsen größer ist, so daß bei jedem zweiten Impuls der Kondensator entladen wird und die Röhr 2 mit der halben Frequenz der Stimmgabelfrequenz, also im angenommenen Fall mit 500 Per/sec gesteuert wird.

Elektrische Stimmgabel.

D.R.P. 496 842, Klasse 21 a¹, Gruppe 13 (Belin u. Holweck, Paris — — Franz. Prior. vom 15. Mai 1928), Pat. vom 16. Mai 1929, ausgegeben am 28. April 1930.

Die Erfindung betrifft eine Stimmgabel, deren Schwingungen elektrisch aufrechterhalten werden und

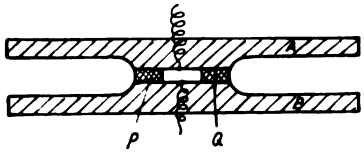


Bild 31.

die gegen Temperaturschwankungen praktisch unempfindlich ist. Zwei gleiche Quarzstreifen A und B (Bild 31) besitzen in ihrer Mitte je eine ebene Fläche an einem etwas vorspringenden Teil, die jede mit einem Metallbelag versehen ist. Zwischen diesen ebenen Flächen sind zwei entgegengesetzt piezoelektrische Quarzstücke P und Q befestigt, die durch die Metallbelege an den Quarzstücken A und B zu Schwingungen angeregt werden, wenn ein Wechselstromfeld zugeführt wird, so daß die Stimmgabelzinken in Transversalschwingungen geraten. Die Erregerspannung kann außerordentlich gering sein und z. B. durch eine Doppelgitterröhre mit 4 Volt erzielt werden.

Umwandlung elektrischer Ströme in mechanische Bewegungen mittels Magnetostriktion.

D.R.P. 495 899, Klasse 21 g, Gruppe 31 (Siemens & Halske), Pat. vom 5. Mai 1928, ausgegeben am 11. April 1930.

Die in Bild 32 dargestellte Anordnung zur Umwandlung elektrischer Ströme in mechanische Bewegungen besteht aus der Bimetallfeder 1, die einseitig an einem Bügel 2 aus magnetischem Material

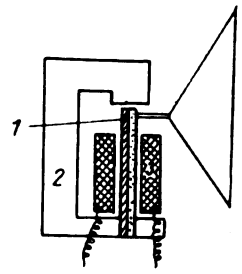


Bild 32.

befestigt ist. Die Bimetallfeder 1 ist aus Schichten verschieden großer Magnetostriktion zusammengesetzt, so daß sie sich im Rhythmus der Ströme krümmt, die durch die Erregerspule 3 geschickt werden. Die Bimetallfeder 1 kann z. B. aus Nickel und Eisen zusammengesetzt sein. Beim Anwachsen des magnetischen Feldes zieht sich die Nickelschicht zusammen, während sich die Eisenschicht ausdehnt. Zur Vermeidung einer Frequenzverdoppelung muß eine Vormagnetisierung oder als Bügel 2 ein permanenter Magnet verwendet werden.

Referate.

E. H. Lange. Die Reflexion extrem kurzer Wellen an der Erdoberfläche. (Note on earth reflexion of ultra short radio waves.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 745—751, 1929.

Bei theoretischen Untersuchungen über das Feld einer Antenne wird die Erde gewöhnlich als ein vollkommener Leiter eingesetzt. Bei sehr hohen Frequenzen ist das nicht mehr zulässig. Es hängt hier die Phase und Amplitude der von der Erdoberfläche reflektierten Wellen in hohem Maße ab von dem Werte des Leitvermögens und der Dielektrizitätskonstanten der Erdoberfläche.

Der Verfasser hat sich die Aufgabe gesetzt, für eine horizontale Kurzwellenantenne auf Grund der Maxwellschen Gleichungen das Feld in großer Entfernung von der Antenne für verschiedene Höhen der Antenne über dem Erdboden und für verschiedenes Material des Erdbodens zu berechnen, und zwar für eine Vertikalebene, die durch den Mittelpunkt der Antenne und senkrecht zu ihrer Längsausdehnung hindurchgeht. Die Amplitude des resultierenden Feldes, das sich aus den direkten und den an der Erdoberfläche reflektierten Wellen zusammensetzt, wird in den verschiedenen Richtungen durch Polardiagramme dargestellt, die gut mit den von H. Yagi (Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 715, 1928, ref. ds. Ztschr. **34**, 114, 1929) experimentell ermittelten übereinstimmen. J. Zenneck.

Digitized by Google

E. O. Hulburt. Ionisierung in der oberen Atmosphäre; Aenderung mit der geographischen Länge. (Ionization in the upper atmosphere variation with longitude.) Phys. Rev. **35**, 240—247, 1930.

Die Arbeit ist eine Fortsetzung der theoretischen Untersuchungen des Verfassers (Phys. Rev. **34**, 1167, 1929, ref. ds. Ztschr. **35**, 204, 1930), über die kürzlich in diesem Jahrbuch berichtet worden ist.

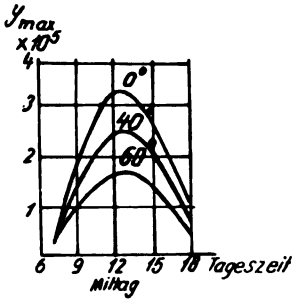


Bild 1.

Unter der Voraussetzung, daß die Ionisierung ausschließlich durch die ultraviolette Sonnenstrahlung erfolgt, wird die maximale Elektronendichte (y_{max}) in Abhängigkeit von der geographischen Breite ϑ und Länge ψ berechnet und für Tageszeit gefunden.

$$y_{max} = 3{,}14 \cdot 10^5 \cdot \cos\vartheta\,(0{,}18 \sin\psi + \cos\psi)/\mathrm{cm}^3$$

Darin bedeutet $3{,}14 \cdot 10^5/\mathrm{cm}^3$ die maximale Elektronendichte, wenn die Sonne genau im Zenith steht, d. h. im Aequator zur Mittagszeit um die Tag- und Nachtgleiche. Die Länge ψ wird von dem Längenkreis an,

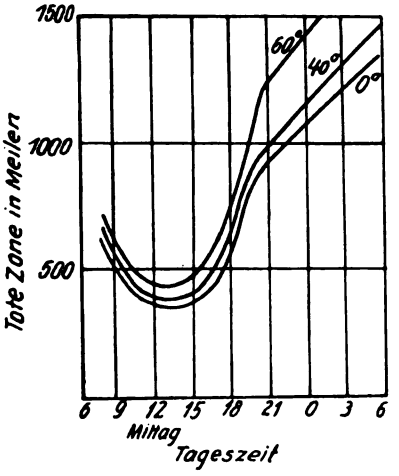


Bild 2.

der eben Mittag hat, gerechnet. Die Werte, die man aus dieser Beziehung für die Abhängigkeit von der geographischen Breite und von der geographischen Länge oder, was auf dasselbe herauskommt, von der Tageszeit erhält, ist im Bild 1 durch Kurven für die Breitengrade 0°, 40° und 60° dargestellt.

Für die Ausdehnung z der toten Zone ergibt sich annähernd eine Beziehung

$$z = 2h\,(\pi m / y_{max} e^2 \lambda^2 - 1)^{1/2},$$

worin e bzw. m Ladung bzw. Masse eines Elektrons und h die Höhe der Atmosphärenschicht, in der die Elektronendichte ein Maximum $= y_{max}$ ist, bedeutet. Die Höhe h ist zur Zeit, wenn die Sonne im Zenith steht, ungefähr 190 km, gegen Sonnenunter- oder Aufgang ungefähr 140 km. Zwischen diesen beiden Zeiten variiert sie auf der Tageshalbkugel ungefähr $\sim \cos\vartheta \cos\omega t$, wenn $\omega = 7{,}28 \times 10^{-5}$ die Kreisfrequenz der Erdumdrehung ist. Berechnet man nach diesen Beziehungen die Ausdehnung der toten Zone für eine Wellenlänge von 32 m, so bekommt man die Kurven von Bild 2. Sie besitzt ein Minimum ungefähr um 12^{40} h mittags, während nach den bisher vorliegenden Beobachtungen dieses Minimum tatsächlich um 14 h eintritt.

Am Schluß betont der Verfasser, daß für die Ausbreitung der Wellen nicht nur die in der Atmosphäre vorhandenen Elektronen, wie es bisher meist angenommen wurde, sondern auch Ionen eine Rolle spielen können. Es geben z. B. $10^{10}/\mathrm{cm}^3$ Stickstoff-Atomionen bei $\lambda = 40$ m dieselbe Wirkung auf die Richtung der Wellen wie $3{,}2 \cdot 10^5/\mathrm{cm}^3$ Elektronen. Die Arbeit schließt mit dem Satz: „Vielleicht sind Ionen und Elektronen in solcher Dichte vorhanden, daß ihr Einfluß auf die Brechung (Krümmung) der Wellen ungefähr gleich ist und daß während gewisser Tag- oder Nachtzeiten und in gewissen Breiten die Ausbreitung der Wellen durch die Elektronen und in anderen Zeiten und Breiten durch die Ionen bestimmt wird."

J. Zenneck.

G. W. Kenrick und **C. K. Jen.** Messungen der Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht. (Measurements of the height of the Kennelly-Heaviside layer.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 711—733, 1929.

1. Im ersten Teil geben die Verfasser Resultate von Messungen wieder, die die Aenderung der wirksamen Höhe der Heaviside-Schicht mit der Tageszeit zum Gegenstand hatten.

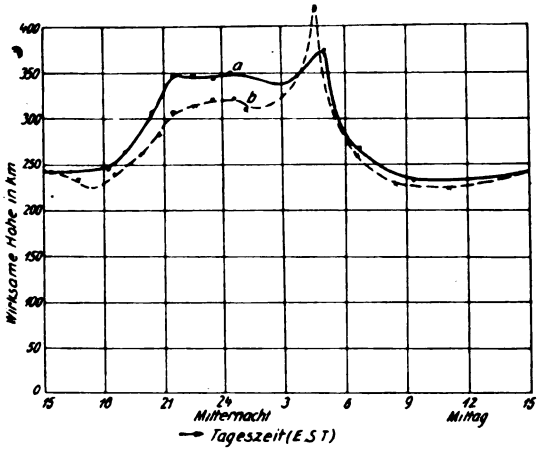


Bild 1.

Die verwendeten kurzen Wellengruppen wurden von einem Sender des Naval Research Lab. ($f = 4{,}435 \times 10^6$/sec) in Washington D. C. angesandt. Aufgenommen wurden sie einmal im Dep. of Terrest. Magn. in Washington D. C. und dann an der Universität in Philadelphia Pa. Die Kurven von Bild 1 stellen die Aenderung der scheinbaren Höhe der Heaviside-Schicht während 24 Stunden (7. Oktober 1928) dar, und zwar bezieht sich die ausgezogene Kurve auf den Empfänger in Philadelphia,

Digitized by Google

die gestrichelte auf denjenigen in Washington. Die Ergebnisse stimmen verhältnismäßig gut miteinander überein.

2. Im zweiten Teil wird die prinzipielle Frage besprochen, wie man aus der wirksamen (scheinbaren) Höhe der Heaviside-Schicht ihre „wirkliche Höhe" ermitteln kann.

Der Strahl einer Luftwelle, der vom Sender in *A* (Bild *2*) ausgesandt und vom Empfänger *B* aufgenommen wird, pflanze sich längs des Wegs *ACFEB* fort. Dieser Weg besteht aus zwei Teilen, einem Teil (*AC* + *EB*) in der nicht ionisierten Luft und einem (*CFE*) in der ionisierten, in der die Anzahl Träger pro cm³ und damit auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit der Höhe sich ändert. Stellt man sich vor, daß der in *B* ankommende Strahl durch eine Reflexion an einer Atmosphärenschicht zustande gekommen sei,

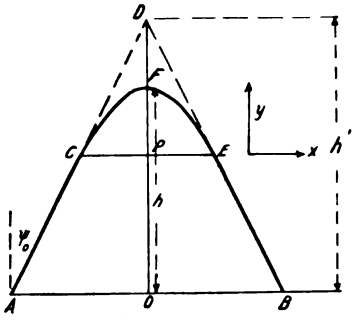


Bild 2.

während der unterhalb dieser Schicht liegende Teil der Atmosphäre nicht ionisiert ist, so würde diese Schicht die Höhe $h' = DO$ haben. Diese Höhe ist die scheinbare oder wirksame Höhe. Unter „wirklicher Höhe" verstehen die Verfasser die Höhe $h = FO$, d. h. die höchste Höhe, bis zu der der Strahl in die ionisierte Atmosphäre eingedrungen ist[1]). Die Aufgabe, die sich die Verfasser gestellt haben, ist die, h zu berechnen, wenn h' bekannt ist.

h' läßt sich nach der Methode von Breit und Tuve dadurch bestimmen, daß man in *B* die Zeitdifferenz bestimmt, um die eine kurze Wellengruppe des Senders auf dem Weg *ACFEB* später ankommt als die Bodenwelle *AB*. Breit und Tuve (Phys. Rev. **28**, 571, 1928) haben gezeigt, daß die Zeit, die der Strahl auf der tatsächlichen Bahn *ACFEB*, in der die Gruppengeschwindigkeit mit der Höhe variiert, braucht, dieselbe ist wie sie der Strahl brauchen würde, wenn er die Dreiecksseiten *AB* + *BD* mit der konstanten Fortpflanzungsgeschwindigkeit c, die er durch nicht ionisierte Luft besitzen würde, zurücklegte. Kennt man also die Zeitdifferenz zwischen der Ankunft der Luft- und Bodenwelle, so läßt sich daraus das Dreieck *ADB* stets konstruieren.

Die Bestimmung von h/h' verlangt die Kenntnis der Bahn *CFE*. Die Differentialgleichung ist einfach genug; man kann sie leicht auf die Form bringen

$$\frac{dy}{dx} = \sqrt{\frac{n^2}{\sin^2 \psi_0} - 1}$$

[1]) Diese wirkliche Höhe ist also nicht diejenige, bei der eine merkliche Ionisierung der Atmosphäre vorhanden ist (dies würde in Bild 1 die Höhe von *C* bzw. *E* über dem Erdboden sein). Es ist klar, daß diese wirkliche Höhe h nicht nur von den Eigenschaften der Atmosphären, sondern auch von der Frequenz der Schwingungen und unter Umständen auch noch vom Abgangswinkel ψ_0 des Wellenstrahls abhängt.

Darin bedeutet y die vertikale Ordinate, x die horizontale Abszisse in der Richtung *AB* und n den Brechungsexponenten, d. h. das Verhältnis der Phasengeschwindigkeit in der nicht ionisierten Luft zu derjenigen in der ionisierten Luft in der Höhe y vom Erdboden. Die Gleichung läßt sich nur integrieren, wenn n als Funktion der Höhe y bekannt ist. Die Verfasser machen dafür drei verschiedene Annahmen

$$1.)\ n = \sqrt{1 - ry'} \quad 2.)\ n = \sqrt{1 - sy'^2}$$

$$3.)\ n = \sqrt{1 - E \sin^2 \frac{\pi y'}{2d}},$$

worin r, s, t und E Konstante sind. Dabei ist y' die Höhe über der Ebene *CE*, die die untere Grenze der merkbar ionisierten Atmosphärenschicht bildet. Aus diesen Annahmen ergibt sich für das Verhältnis FP/DP, je nach den gemachten Annahmen: 1. 0,5, 2. $^2/_3$ (unabhängig von den Konstanten r und s) und im Fall 3 je nach den Konstanten E, Werte zwischen 0,3 und 0,44. Man erhält dann durch eine einfache geometrische Ueberlegung an Hand des Bildes (*2*)

$$\frac{h}{h'} = 1 - \frac{1-\eta}{\eta} \cdot \frac{FP}{h'}$$

worin $\eta = FP/DP$ gesetzt ist.

Diese Beziehung hilft nur dann etwas, wenn man die Abhängigkeit der Elektronendichte von der Höhe kennt und demnach sowohl η als FP berechnen kann. Die Verfasser versuchen aus dem bisher vorliegenden Beobachtungsmaterial und den Betrachtungen von Schelleng (Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 1471, 1928, referiert diese Ztschr. **35**, 35, 1930) die Aenderung der Elektronendichte mit der Höhe abzuleiten, daraus die Aenderung des Brechungsexponenten n mit der Höhe und daraus das Verhältnis h/h' für die verschiedenen Frequenzen zu berechnen. Doch ist dieser Teil ihrer Berechnungen wohl vorläufig noch etwas verfrüht.

J. Zenneck.

C. B. Jolliffe (Bureau of Standards). Die Messung der Modulation mit dem Röhrenvoltmeter. (The use of the electron tube peak voltmeter for the measurement of modulation.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 660—663, 1929.

Mißt man die maximale Amplitude J_{max} eines durch Niederfrequenz modulierten Hochfrequenzstroms und dann unter sonst gleichen Umständen die Amplitude J des unmodulierten Hochfrequenzstromes, so ist der

$$\text{Modulationsgrad} = \frac{J_{max} - J}{J} \cdot 100\%.$$

Zur Messung dieser Amplituden werden die Ströme durch einen induktionsfreien Widerstand hindurch geschickt und die Spannungsamplituden in diesem Wiederstand, die den Stromamplituden proportional sind, gemessen. Zur Messung dieser Spannungsamplituden verwendet der Verfasser ein Röhrenvoltmeter in einer Schaltung, die von der üblichen nicht wesentlich abweicht. Eine Prüfung seiner Meßmethode ergibt, daß man damit jedenfalls eine Genauigkeit von ungefähr 4% erreichen kann, die für viele Zwecke vollkommen genügt. J. Zenneck.

Digitized by Google

M. J. O. Strutt. Strahlung von Antennen unter dem Einfluß der Erdbodeneigenschaften; C. Rechnung in zweiter Näherung. Ann. d. Physik (5) **4**, 1—16, 1930.

In zwei früheren Arbeiten gleichen Titels*) wurde gezeigt: Wenn man sich in großem Abstande R von einer Sendeantenne (in bezug auf die Wellenlänge λ) befindet, so setzt sich dort das Feld aus zwei „Strahlen", dem direkt von der Antenne herrührenden und dem einmal an der Erde reflektierten, zusammen. Intensität und Phase des zuletztgenannten Strahles können nach den elementaren Reflexionsgesetzen berechnet werden. Dieses überraschend einfache Ergebnis gilt für $R/\lambda = \infty$ streng. Für endliche Werte dieses Bruches stellt es nur eine erste Näherung dar. Um Meßergebnisse des Verfassers (vgl. Naturwissenschaften, **17**, S. 727 u. S. 919, 1929) diskutieren zu können, ist es notwendig, die Güte dieser Näherung zu kennen. Die vorliegende Arbeit gibt Formeln für die Strahlung horizontaler und vertikaler elektrischer und magnetischer Dipole an, welche alle Glieder bis zur Ordnung $(\lambda/R)^2$ einschließlich enthalten. Ein Vergleich der Glieder von der Ordnung $(\lambda/R)^2$ mit jenen der Ordnung λ/R ergibt, daß die zuerstgenannten für $\lambda/R = {}^1/_{10}$ im allgemeinen nur einige zehntel Prozent der zuletztgenannten ausmachen. Dieser Vergleich ist numerisch für sehr schlecht leitenden Boden ausgeführt worden. Für sehr gut leitenden Erdboden ist der relative Fehler der zweiten Näherung noch viel geringer, wie die erhaltenen Formeln zeigen. Nur auf der Erde selbst ist die erste Näherung Null und wird das Feld ausschließlich von den Gliedern der Ordnung $(\lambda/R)^2$ bestimmt. Aus dem letzten Grunde ist die Kenntnis dieser Glieder für die Berechnung von Rundfunkantennen wichtig. M. J. O. Strutt.

*) ref. ds. Ztschr. **34**, 65, 1929

Eingegangene Bücher.

Rundfunk und Elektrizitätsverbrauch. Ein Beitrag zur Frage der deutschen Stromwirtschaft. Ein Weckruf zum Kampf gegen die Rundfunkstörer. Von Dr. Herbert Antoine. Hrgg. von der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft. Berlin 1930. Gedruckt in der Reichsdruckerei.

Technik und Aufgaben des Fernsehens. Eine Einführung in das gesamte Gebiet des Fernsehens. Wirkungsweise und Anwendungsmöglichkeiten in gemeinverständlicher Darstellung. Von Fritz Wilh. Winkel. 74 S. mit 65 Abb. Berlin 1930. Verlag Rothgießer & Diesing A. G. Geh. RM. 2.—.

Manuel de Réception Radio-Electrique. Von Pierre David, Ingenieur au Laboratoire National de Radio-Electricité. 308 S. mit 152 Abb. Paris 1930. Masson et Cie. Geh. Frs. 36.—.

Bücherbesprechungen.

Handbuch der Experimentalphysik. Hrgg. von W. Wien und F. Harms, unter Mitarbeit von H. Lenz. Band 10: **Elektrostatik** von G. Hoffmann und **Hochspannungstechnik** von W. O. Schumann, 572 Seiten und 252 Textabbildungen. Leipzig 1930, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Geb. RM. 55.

1. Elektrostatik.

Im ersten Abschnitt wird die Theorie des elektrostatischen Feldes gegeben und es werden die Methoden zur Ausmessung elektrostatischer Felder beschrieben. Der zweite Abschnitt bringt elektrostatische Apparate (Elektrometer, Elektrisiermaschinen, Kondensatoren) und elektrostatische Meßmethoden. Der dritte Abschnitt beschäftigt sich mit dem Verhalten von Stoffen im elektrostatischen Feld (Theorie der Dielektrika, Messung der Dielektrizitäts-Konstanten und der dielektrischen Festigkeit, Elektrostriktion und elektrische Doppelbrechung, elektrostatische Oberflächenerscheinungen). Im vierten Abschnitt werden unter dem allgemeinen Titel „Elektrizitätserregung" Berührungs- und Reibungselektrizität, Pyro- und Piezoelektrizität besprochen.

Die Auswahl des Stoffes, die ja bei einem solchen zusammenfassenden Bericht eine der schwierigsten Aufgaben ist, und die Art der Darstellung hat mir sehr gut gefallen. Es gibt in dem vorliegenden Gebiet wohl kaum irgendeine wesentliche Frage, die in dem Artikel nicht klar und ausführlich besprochen wäre. Auf der anderen Seite ist die Darstellung nicht durch allen möglichen Ballast beschwert, der nur noch historische Bedeutung hat.

2. Hochspannungstechnik.

Der Inhalt dieses Artikels geht am besten aus den folgenden Kapitelüberschriften hervor: Erzeugung hoher Spannungen (mit Einschluß der Hochspannungsgleichrichtung und der Erzeugung von Spannungsstößen), Hochspannungsmessungen, Feldmessungen, Messung der Spannungsverteilung und der dielektrischen Verluste, Isolation und Oberflächenentladung, Schalter und Schalten, Glimmerscheinungen an Drähten (Corona), Durchschlag fester und flüssiger Körper.

Schon aus diesen Ueberschriften ist ersichtlich, daß der Stoff dieses Artikels ein Gebiet ist, in das stark technische Fragen hereinspielen. Ich begrüße es sehr, daß das Handbuch der Physik auch solche Fragen in seinen Bereich hereingezogen hat. Der „reine" Physiker erfährt davon meist sehr wenig, schon weil die in Betracht kommenden Arbeiten in technischen Zeitschriften veröffentlicht sind. Tatsächlich ist aber das, was auf einem solchen Gebiet wesentlich von technischen Gesichtspunkten aus untersucht wird, auch für den Physiker äußerst wichtig und anregend.

Die Anordnung und Darstellung ist klar und übersichtlich. Bedauerlich ist, daß die neueste Literatur, und zwar schon von 1928 an, in dem eigentlichen Artikel nicht mehr berücksichtigt werden konnte. Es ist deshalb ein Nachtrag von 37 Seiten beigegeben, in dem die neueren Arbeiten zusammengefaßt und ihr Inhalt kurz angegeben ist. J. Zenneck.

Digitized by Google

Handbuch der Experimentalphysik. Hrgg. von W. Wien und F. Harms, unter Mitarbeit von H. Lenz. Band 13, 2. Teil: **Glühelektroden und technische Elektronenröhren.**

Physik der Glühelektroden von Prof. Dr. W. Schottky und Dr.-Ing. H. Rothe.

Herstellung der Glühelektroden von Dr. rer. techn. H. Simon.

Technische Elektronenröhren und ihre Verwendung von Dr. Ing. H. Rothe.

X und 492 S. mit 179 Abb., 8°. Leipzig 1928. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Geh. RM. 44.—, geb. RM. 46.—.

Von den drei in diesem Bande vereinigten Beiträgen: Schottky und Rothe: Physik der Glühelektronen, Simon: Herstellung der Glühelektroden, und Rothe: Technische Elektronenröhren und ihre Anwendung ist wohl der dritte Beitrag für den Hochfrequenzingenieur der wichtigste. Er soll daher zuerst besprochen werden.

Rothe lagen als Material für seinen Beitrag die drei Bücher von Barkhausen, das Buch von Möller und von Rukop vor, außerdem eine große Fülle neuerer, in den genannten Lehrbüchern noch nicht berücksichtigter Arbeiten. Ueber dieses umfangreiche Material sollte auf 140 Seiten referiert werden. Es mußte eine Auswahl des Wichtigsten getroffen werden. Wenn man beurteilen will, ob diese Auswahl gelungen ist, darf man sich nicht dadurch beirren lassen, daß manches fehlt, das man selbst vielleicht auch für wichtig hält, sondern man muß überlegen, ob Fragen behandelt sind, die man zugunsten wichtigerer Fragen lieber weggelassen hätte. Letzteres ist meiner Meinung nach nicht der Fall. Die Stoffauswahl ist also als durchaus gelungen zu bezeichnen.

Ein weiteres Hilfsmittel zur Zusammendrängung eines großen Stoffes ist die in den Handbüchern übliche Maßnahme, von theoretischen Ueberlegungen nur die Resultate ohne Ableitung anzugeben. Infolgedessen übermitteln die Handbücher ein Verständnis vielfach leider nicht, das gewinnt der Leser erst durch Nachlesen der Originalarbeiten auf der Bibliothek. Dieses notwendige Uebel aller Handbücher haftet auch dem Rothe'schen Beitrage an. Allerdings ist er bestrebt, sich von diesem Uebel zu befreien, wo es sich einigermaßen mit der Kürze der Darstellung vereinigen ließ. Das möchte ich als besonderen Vorzug des Rothe'schen Artikels buchen. Ausgezeichnet ist die kurze Besprechung der Verstärkertransformatoren gelungen, ebenso der Abschnitt über die quarzgesteuerten Sender, die Begründung der Barkhausen'schen Röhrenformel mit Hilfe der Teilkapazitäten, die Besprechung der Neutrodynisierungsschaltungen.

Besonders berücksichtigt sind die Bedürfnisse des experimentierenden Hochfrequenzingenieurs. Zahlreiche Meßmethoden und Meßresultate sind angegeben: so z. B. die Messung von Durchgriff, Steilheit, innerem Widerstand mit Wechselstrom, die Aufnahme der Kreisdiagramme für die Quarzresonatoren, die Abhängigkeit des Durchgriffes vom Emissionsstrom, der Einfluß der Sekundärelektronen auf die Kennlinienform.

In der Darstellung schließt er sich im Wesentlichen an Barkhausen an, dessen Schüler er ist. Aber auch die Schwinglinienmethode wird besprochen. Die Empfänger sind reichlich kurz behandelt. Hier hätte er mit Hilfe der Schwinglinien mit wenigen Worten quantitative Aussagen über die Rückkopplungsentdämpfung, den Schwebungsempfang, die richtige Einstellung der Heizung und der Anodenspannung auf die Grenze zwischen weichen und harten Schwingungseinsatz und anderes mehr bringen können, was er auf Seite 479 für noch nicht völlig geklärt hält. In der Arbeit von Kuhlmann, die er auf der letzten Seite zitiert, hätte er die Theorie des Audions in strengerer Form gefunden, als in der von ihm benutzten, später erschienenen Arbeit von Groenveld. Auch in dem Zitat auf Seite 478 tut er Kuhlmann unrecht, der die Wirkung der Kapazität und des Widerstandes der Gitterblockierung auf die Sprachverzerrung schon zwei Jahre vor Chaffee und Browning berechnete und die Rechnung durch quantitative Messungen bestätigte. H. G. Möller.

Industrie-Rundschau.

Die Siemens-Fernschreibmaschine auf mechanischer Grundlage.

Die von der Firma Siemens & Halske A. G., Berlin-Siemensstadt, hergestellte Fernschreibmaschine[1]) vereinigt in sich die Vorzüge von Schreibmaschine und Telegraph, indem sie die unmittelbare Uebermittlung von Nachrichten in Typendruck ermöglicht. Da die äußeren Bedienungsorgane, insbesondere das Tastenfeld, weitgehend mit denen einer gewöhnlichen Schreibmaschine übereinstimmen (Bild 1 und 2), so kann mit der Fernschreibmaschine jeder arbeiten, der mit der Bedienung einer gewöhnlichen Schreibmaschine vertraut ist. Die Niederschrift an der Empfangsstelle erfolgt völlig selbsttätig, so daß keine Bedienungsperson anwesend zu sein braucht.

Die mechanische Fernschreibmaschine arbeitet als Springschreiber nach dem international für Europa

[1]) Eingehende Beschreibung siehe in der Druckschrift: „Die Siemens-Fernschreib-Maschine auf mechanischer Grundlage".

Bild 1.
Die mechanische Fernschreibmaschine.

Digitized by Google

vereinbarten Fünfer-Alphabeth, bei welchem jedes Zeichen durch 5 Stromschritte gleicher Länge (Stromstöße bzw. Strompausen) dargestellt wird (Bild 3). Sie gestattet daher auch ein Zusammenarbeiten mit anderen Uebertragungsmaschinen, die mit demselben System arbeiten; so kann z. B. die Fernschreibmaschine durch die bei der Schnelltelegraphie üblichen Fünfer-Lochstreifen gesteuert werden, wodurch man die mögliche Höchstgeschwindigkeit von 7 Zeichen in der Sekunde voll ausnutzen kann. Der Antrieb erfolgt durch einen Elektromotor. Da jeder Zeichenkombination ein Anlaßstromschritt vorausgeht und ein Sperrstromschritt folgt, so muß nur für die Dauer dieser einen Umdrehung hinreichender Gleichlauf gesichert werden, was mit einem einfachen Flichkraftregler erreicht wird.

Bild 2.
Das Tastenwerk.

Jede Fernschreibmaschine enthält Geber und Empfänger vereinigt, man kann somit beim Geben den Text mitlesen. Da die Arbeitsleistung wesentlich durch den Motor erfolgt, so genügt zur Steuerung des Empfängers ein Linienstrom von 30 mA. Man kann mit einer Fernschreibmaschine als Geber beliebig viele Fernschreibmaschinen als Empfänger steuern. Die Schriftwiedergabe erfolgt beim sog. Streifendrucker auf einem 9,5 mm breiten Papierstreifen; Bild 4 zeigt eine Schriftprobe.

Erklärung für:

Kl = Klingelzeichen
B = Buchstabenblank
Z = Ziffernblank
* = Irrungszeichen
Wr = Wagenrücklauf mit Zeilenvorschub } für Blattdrucker
Zl = Zeilenvorschub } für Blattdrucker
\+ = Stromstoß
— = Strompause

		1	2	3	4	5	
A	:	—	+	+	+	+	1
B	?	+	+	—	—	+	2
C	(	—	+	—	—	+	3
D	,	—	—	—	—	+	4
E	3	+	—	+	+	+	5
F	/	+	—	—	—	+	6
G	&	+	—	+	—	+	7
H	+	—	—	+	—	+	8
I	8	+	—	—	+	+	9
J	Kl	—	+	+	—	+	10
K	§	—	+	+	—	—	11
L	-	—	—	+	—	—	12
M	'	+	—	+	—	—	13
N	—	+	—	—	—	—	14
O	9	—	—	—	+	+	15
P	0	+	+	+	—	—	16
Q	1	—	+	—	—	—	17
R	4	+	+	—	—	—	18
S	M	+	+	—	+	—	19
T	5	—	+	—	+	—	20
U	7	—	+	—	+	+	21
V	)	—	—	—	+	—	22
W	2	+	—	—	+	—	23
X	%	+	—	+	+	—	24
Y	6	+	+	—	+	+	25
Z	·	—	—	+	+	—	26
	B	+	+	+	+	—	27
	Z	+	+	+	—	+	28
	*	—	—	—	—	—	29
		+	+	+	+	+	30
	Wr	—	—	+	+	+	31
	Zl	—	+	+	+	—	32

Bild 3.
Zeichenkombinationen des Fünfer-Alphabets.

MIT DER FERNSCHREIBMASCHINE KOENNEN 7 ZEICHEN ODER BUCHSTABEN IN DER SEKUNDE GESCHRIEBEN WERDEN EINE GESCHWINDIGKEIT , DIE NUR FUER KURZE ZEIT VON EINER GEUEBTEN STENOTYPISTIN ERREICHT WIRD

Bild 4.
Schriftprobe der mechanischen Fernschreibmaschine.

Digitized by Google

Schaleco-All-Electric-Converter.

Der von der Firma Schackow, Leder u. Co., G. m. b. H., Berlin N 4, hergestellte Schaleco-All-Electric-Converter[1]) (Bild 1) stellt ein

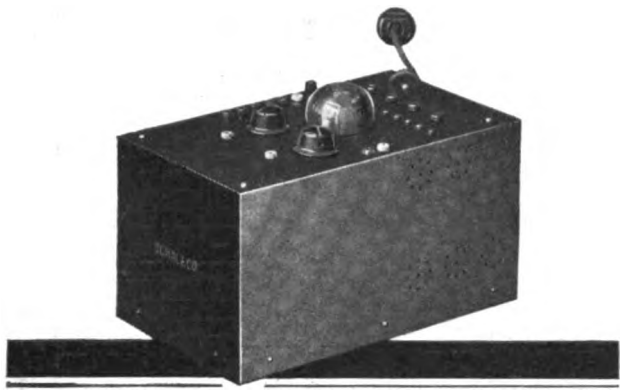


Bild 1.

vielseitig verwendbares Netzanschlußgerät hoher Leistungsfähigkeit dar. Das Gerät kann zum Anschluß an Wechselstromnetze mit 50 bis 60 Perioden/sec. (40 Per. extra) von 110, 120/125, 150 und 220 Volt Spannung geliefert werden. Als Gleichrichterröhre kann jede Röhre mit 3,5 bis 4 Volt Heizspannung und 2 × 300 Volt Anodenspannung Verwendung finden. Wie aus Bild 2 ersichtlich, stehen fünf verschiedene Anodenspannungen von 40, 60, 100, 175 und 250 Volt zur Verfügung. Wird als besonders leistungsfähiges Gleichrichterrohr *RGN 2004* von Telefunken benutzt, so können bis zu 160 mA Anodenstrom entnommen werden. An Gittervorspannungen stehen an den Klemmen $-G_1$ und $-G_2$ (gegen die negativen Anodenspannungsklemmen $-An$) mittels Potentiometer stetig veränderliche Beträge in den Bereichen von 0 bis — 4 Volt und von — 4 bis — 40 Volt zur Verfügung.

Die Klemmen I—IV liefern vier voneinander unabhängige Heizwechselspannungen im Betrage von je 4 Volt; die Klemmen *m* sind die Mittelanzapfungen der betreffenden Transformatorwicklungen und gestatten somit auch 2 Volt Wechselspannung abzugreifen. Dabei sind die Klemmen I—III mit je 1,2 A belastbar, die Klemmen IV mit 3,5 A. Werden höhere Stromstärken benötigt, so können diese Anschlüsse parallel geschaltet werden; andererseits lassen sich höhere Spannungen als 4 Volt durch Reihenschaltung herstellen. Unter Benutzung eines Trockengleichrichters können diese Anschlüsse auch zum Laden von Akkumulatoren Verwendung finden, wobei man durch entsprechende Reihenschaltung die gewünschte Spannung herstellt.

Das Gerät ermöglicht ferner die Entnahme des Erregerstromes für einen elektrodynamischen Lautsprecher an den mit *Dyn* bezeichneten Klemmen. Der Widerstand der Erregerwirkung ist dabei durch einen Vorwiderstand auf 4000 Ohm zu erhöhen. Durch Parallelschalten eines Kondensators von etwa 4 μF zur Erregerwicklung läßt sich ein noch vorhandenes leichtes Brummen weiter beseitigen.

Die vielseitige Schaltbarkeit und hohe Leistung des Gerätes macht dasselbe auch ganz besonders zu Versuchsarbeiten im Laboratorium geeignet.

[1]) Äußere Abmessungen 300 × 170 × 160 mm, Gewicht ca. 7,5 kg, Preis ohne Gleichrichterröhre RM. 135.—

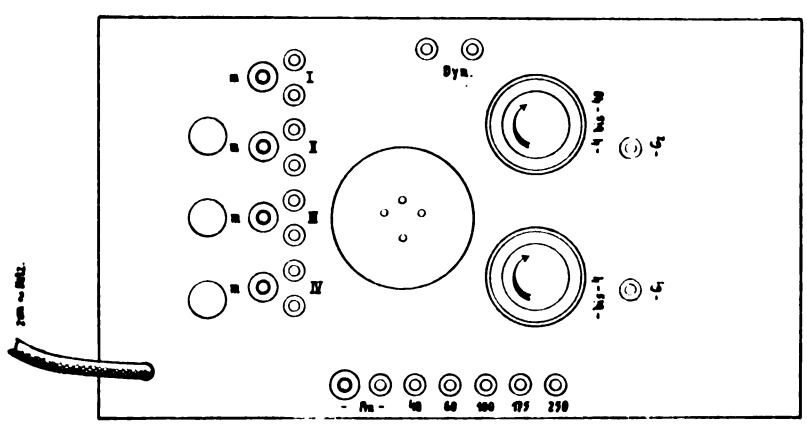


Bild 2.

Hochohmwiderstand „Original Weber".

Die von der Firma Ingenieur Friedrich Weber, G. m. b. H., Berlin S 42, hergestellten Hochohmwider-

stände für 2 Watt Dauerbelastung[1]) sind nach einer neuartigen Bauweise angefertigt. Auf ein flaches Isolierstück ist als Widerstandsträger ein etwa 40 cm langer, mit einer Isolationsschicht versehener Metalldraht von 0,75 mm Durchmesser aufgewickelt, auf dem die eigentliche Widerstandsschicht aufgebracht ist. Nach außen ist dieser drahtförmige Widerstandskörper durch einen Seidenschlauch isoliert. Durch diese Konstruktion wird eine gute Kühlung erzielt, welche die angegebene Dauerbelastung von 2 Watt ermöglicht. Die Hochohmwiderstände werden für Beträge von 5000 Ohm bis 20 Megohm angefertigt, mit einer Genauigkeit von 10%; die Prüfung erfolgt mit 500 Volt Spannung.

[1]) Länge von Loch zu Loch 34 mm, gesamt 44 mm; Breite 6 mm Gewicht ohne Schrauben und Kabelschuhe 1,5 gr. Preis einschließlich 2 Kordelschrauben und Kabelschuhen RM. 0.95.

Digitized by Google

Band 36 August 1930 Heft 2

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

	Seite
Friedrich Benz: Dämpfungsmessungen an Induktivitäten bei Hochfrequenz. (Mit 6 Bildern im Text)	41
Hans Illgen: Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit von Drähten auf die Selbstinduktion bei hohen Frequenzen. (Mit 12 Bildern im Text)	50
Kurt Schlesinger: Ein neuer Strommesser für Hochfrequenz. (Mit 7 Bildern im Text)	62
Referate	
M. J. O. Strutt (Selbstreferat). Schwingungen in Dreielektrodenröhren mit positivem Gitter. (Mit 4 Bildern im Text)	66
Balth. van der Pol (Th. J. Weyers). Frequenz-Modulation. (Mit 2 Bildern im Text)	67
H. Plendl (Selbstreferat). Hochfrequenzsteuerung mit Gitterstrom. (Mit 2 Bildern im Text)	69
Dietwald Thierbach (Selbstreferat). Selbsttätige Reglung von Schwunderscheinungen im Kurzwellenverkehr. (Mit 1 Bild im Tert)	70
R. Jouaust (H. E. Hollmann). Die sehr kurzen Wellen. (Mit 1 Bild im Text)	71
O. A. Beauvais (H. E. Hollmann). Drahtlose Telephonverbindung auf sehr kurzen Wellen. (Mit 1 Bild im Text)	72
D. V. Gogate u. D. S. Kothari (H. E. Hollmann). Weitere Versuche mit ultrakurzen Wellen. (Mit 2 Bildern im Text)	72
A. Della Riccia (H. E. Hollmann). Ein Reflektor für sehr kurze polarisierte Hertzsche Wellen. (Mit 1 Bild im Text)	72
Referate	
K. Okabe (J. Zenneck). Über die kürzesten mit Magnetronen zu erreichenden Wellenlängen	73
E. V. Appleton (J. Zenneck). Messungen der wirksamen Höhe der ionisierten Atmosphärenschicht. (Mit 6 Bildern im Text)	73
L. W. Austin (J. Zenneck). Empfangsmessungen an Langwellenstationen im Bureau of Standards während des Jahres 1928. (Mit 1 Bild im Text)	76
(J. Zenneck). Rundfunkbestimmungen in den Vereinigten Staaten	76
W. Oermershausen (W. Espe). Fortschritte auf dem Gebiete des Oxydkathoden-Gleichrichters. (Mit 4 Bildern im Text)	77
H. C. Steiner u. H. T. Maser (J. Zenneck). Quecksilberdampfgleichrichter mit Glühkathode. (Mit 2 Bildern im Text)	77
Ch. G. Suits (J. Zenneck). Die harmonische Analyse von elektrischen Schwingungen mit Hilfe eines Röhrenvoltmeters.	79
Bücherbesprechungen	
E. Neugebauer (A. Scheibe). Fernmelderecht mit Rundfunkrecht	79
O. Oberdorfer (H. Rudolph). Der Erdschluß und seine Bekämpfung.	79
(E. Mauz). Die Entwicklung des deutschen Rundfunks in Zahlen. 1923—1930	80
Herbert Antoine (E. Mauz). Rundfunk und Elektrizitätsverbrauch.	80
(E. Mauz). Deutsches Rundfunkschrifttum.	80

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig C 1, Schloßgasse 9, Postscheck-Konto Leipzig 54837.

Dämpfungsmessungen an Induktivitäten bei Hochfrequenz.

Von Friedrich Benz.

Mitteilung aus dem Laboratorium der Radiotechnischen Versuchsanstalt in Wien.

Inhaltsübersicht.

1. Notwendigkeit und Schwierigkeiten der Dämpfungsmessungen.
2. Spulenverluste.
3. Meßmethoden.
4. Thermische Meßmethode.
5. Ponderometrische Meßmethode.
6. Trennung der Verluste.
7. Genauigkeitskontrolle der Meßinstrumente.
8. Untersuchungsbeispiele.
9. Vergleich der Untersuchungsergebnisse mit Theorie und Praxis, Folgerungen.

Zusammenfassung.

1. Notwendigkeit und Schwierigkeiten der Dämpfungsmessungen.

Unter Dämpfungswiderstand einer Induktivität wird die Wirkkomponente ihres Scheinwiderstandes verstanden, den sie beim Durchfließen eines Wechselstromes diesem entgegensetzt. Der Dämpfungswiderstand ist von der Frequenz des Wechselstromes außerordentlich stark abhängig. Eine eingehende Untersuchung desselben hat sich daher auf einen möglichst großen Frequenzbereich zu erstrecken. Dämpfungsmessungen wurden bereits wiederholt, aber im allgemeinen nur innerhalb eines beschränkten Frequenzbereiches durchgeführt, so beispielsweise an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt[1]) bereits im Jahre 1910. Diese Messungen ergaben eine Widerstandserhöhung, welche quadratisch und kubisch mit der Frequenz anstieg.

Durch die Verwendung von kurzen Wellen in der Hochfrequenztechnik mußten jedoch diese Untersuchungen, um Anhaltspunkte für die Konstruktion von Kurzwellenspulen zu erhalten, bis in Frequenzgebiete erweitert werden, die den Eigenfrequenzen der Kurzwellenspulen bereits nahekamen. Den Messungen stellten sich jedoch ganz erhebliche Schwierigkeiten entgegen. Denn sowohl Meßinstrumente wie Vergleichswiderstände, deren Angaben bei Gleichstrom oder niederen Frequenzen als genau zu bezeichnen sind, weisen mit steigender Frequenz immer größer werdende Fehler auf. Sämtliche Leiter

[1]) E. Giebe, Ztschr. f. Instrumentenkunde 31, 33, 1911.

Digitized by Google

zeigen beim Durchfluß hochfrequenter Ströme mit der Periodenzahl ansteigende ohmsche und induktive Widerstände. Bei genügend hohen Widerstandswerten spielt sodann auch der kapazitive Nebenschluß und die damit verbundenen zusätzlichen Dämpfungsverluste eine ganz bedeutende Rolle. Aus diesen Gründen scheint es fast unmöglich, genaue Messungen bei Hochfrequenz durchzuführen.

Es ist daher in erster Linie notwendig, die einzelnen Meßinstrumente und Apparate auf ihre Meßgenauigkeit sowie auf den Frequenzbereich der Gültigkeit ihrer Angaben zu untersuchen. Zu Vergleichsmessungen werden vielfach möglichst frequenzunabhängige Widerstände benutzt. Bei deren Herstellung ist es in erster Linie notwendig, dieselben soweit als möglich kapazitäts- und induktionsfrei zu bauen. Da aber beim Durchfließen von hochfrequenten Strömen bekanntlich auch Wirbelstromverluste auftreten, so kommt eine Erhöhung des Gleichstromwiderstandes zustande. Weiterhin tritt zwar infolge des sogenannten Skineffektes eine Verminderung der Wirbelstromverluste, dafür aber eine Erhöhung des ohmschen Widerstandes infolge der Stromverdrängung auf. Durch Unterteilung des Widerstandes in Leiterelemente sehr kleinen Querschnittes, welche gegeneinander isoliert sind, ist es möglich, diese Widerstandserhöhung bedeutend zu vermindern. Am Schlusse dieser Arbeit sollen diesbezügliche Messungen angegeben und aus deren Ergebnissen Folgerungen für die Konstruktion sowie Verwendbarkeit solcher Widerstände gezogen werden.

Zu Strommessungen eignen sich die sogenannten Thermoinstrumente wegen ihrer im allgemeinen größeren Empfindlichkeit besser als Hitzdrahtinstrumente. Als vollkommen frequenzunabhängig können dieselben jedoch auch nicht bezeichnet werden, obwohl wesentlich geringere Drahtquerschnitte in Verwendung kommen können.

Aus dem vorhin erwähnten Verhalten von Leitern beim Durchfließen hochfrequenter Ströme ist es klar, daß auch Induktivitäten eine mit der Frequenz zunehmende Dämpfung aufweisen müssen, die jedoch im allgemeinen, wenigstens innerhalb eines größeren Frequenzbereiches, nicht durch eine einfache Funktion der Frequenz wird dargestellt werden können. Keinesfalls wird auch aus dem Verhalten bei geringer Frequenz auf das bei Hochfrequenz geschlossen werden können. Das Zusammenwirken so vieler, im folgenden noch einzeln anzuführender Bestimmungsgrößen wird eine rechnerische Ermittlung des Dämpfungsverlaufes unmöglich machen. Die Bestimmung desselben erfolgt daher nur experimentell.

2. Spulenverluste.

Es soll zunächst untersucht werden, in welcher Weise sich Induktivitäten beim Durchfließen von Hochfrequenz verhalten und wie sich insbesondere ihre Widerstandsgrößen mit der Frequenz ändern. Eine Spule besitzt außer ihrer induktiven und ohmschen Widerstandskomponente noch eine kapazitive, hervorgerufen durch die sogenannte Spulenkapazität. Dieser Umstand bringt es mit sich, daß der Verlauf der Widerstandsgrößen von der Frequenz abhängig ist wie bei einem Schwingungskreise. Es stellt somit eine Spule für Frequenzen kleiner als die Resonanzfrequenz einen induktiven und ohmschen Widerstand, für Frequenzen größer als die Resonanzfrequenz einen kapazitiven und ohmschen Widerstand dar, während im Resonanzfall der Widerstand bekanntlich den Näherungswert

$$R_{res} = \frac{L}{CR}, \tag{1}$$

welcher ein rein ohmscher Widerstand ist, aufweist. Der Verlauf der Widerstandskurve ergibt sich aus der Gleichung

$$\mathfrak{R} = \frac{\frac{R}{\omega^2 C^2}}{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)^2} - j\,\frac{\frac{R^2}{\omega C} + \frac{L}{C}\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \tag{2}$$

in welcher das reelle Glied den resultierenden ohmschen und das imaginäre Glied den resultierenden Blindwiderstand darstellt.

Würde man somit Dämpfungswiderstände von Spulen in der Nähe der Resonanzfrequenz $\omega_0 = \sqrt{LC}$ messen, so würden sich die hierbei ergebenden Werte nicht mit den wirklichen Verlustwiderständen decken, welche erhalten werden würden, wenn die Kapazität der Spule beseitigt würde. In den meisten Fällen werden in der Praxis Spulen nur bei Frequenzen verwendet, welche erheblich unter der Resonanzfrequenz liegen. In diesem Falle können die Größen R und ωL gegenüber $\frac{1}{\omega C}$ im Nenner vernachlässigt werden und es ergibt sich dann ein Scheinwiderstand

$$\omega < \omega_0 \colon \mathfrak{R} = R + j(\omega L - R^2 \omega C), \tag{3}$$

welcher sich bei größeren Induktivitäten bzw. kleinen Spulenkapazitäten zu

$$\mathfrak{R} = R + j\omega L \tag{4}$$

vereinfacht. Der Dämpfungswiderstand könnte somit als frequenzunabhängig angenommen werden, solange die Frequenz erheblich unter der Resonanzfrequenz bleibt; andernfalls steigt der Dämpfungswiderstand entsprechend der durch die Gleichung (2) gegebenen Frequenzabhängigkeit.

Von dieser „scheinbaren" Frequenzabhängigkeit abgesehen, setzt sich der Dämpfungswiderstand aus folgenden, zum Teil ebenfalls frequenzabhängigen Größen zusammen:

1. Ohmscher Widerstand
2. Wirbelstromverluste
3. Skineffekt
4. Dielektrische Verluste
5. Strahlungsverluste
6. Ableitungsverluste (Isolationsverluste).

Die ohmschen Verluste sind unter der Voraussetzung gleichmäßiger Stromverteilung selbstverständlich frequenzunabhängig.

Die Wirbelstromverluste zeigen hingegen bekanntlich ein quadratisches Ansteigen mit der Frequenz, während die Skineffektverluste einen Frequenzanstieg aufweisen, welcher nur der Wurzel aus der Frequenz proportional ist. Da die genannten Verluste durch Erzeugung von Stromwärme im Innern des Leiters hervorgerufen werden, also trotz der angeführten Trennung ein Zusammenhang bestehen muß, erscheint es notwendig, dieselben gemeinsam zu untersuchen.

Digitized by Google

Den Weg hierzu gibt die Maxwell'sche Theorie der elektromagnetischen Schwingungen.

Die Maxwell'schen Gleichungen für eine elektromagnetische Schwingungen in der Richtung der Z-Axe

$$\frac{\varepsilon}{C}\frac{\partial \mathfrak{E}x}{\partial t}+\frac{4\pi\sigma}{C}\mathfrak{E}x=-\frac{\partial \mathfrak{H}y}{\partial z};\quad \frac{\mu}{C}\frac{\partial \mathfrak{H}x}{\partial t}=\frac{\partial \mathfrak{E}y}{\partial z}\ \text{usw.} \tag{5}$$

führen zu der bekannten Telegraphengleichung:

$$\frac{\varepsilon\mu}{C^2}\frac{\partial^2 \mathfrak{E}x}{\partial t^2}+\frac{4\pi\sigma\mu}{C^2}\frac{\partial \mathfrak{E}x}{\partial t}=\frac{\partial^2 \mathfrak{E}x}{\partial z^2}. \tag{6}$$

Deren Auflösung ergibt für die elektrische Feldstärke den Wert:

$$\mathfrak{E}x=e^{-\frac{2\pi Kz}{CT}}e^{\frac{2\pi jK}{CT}\left(\frac{n}{C}t-z\right)} \tag{7}$$

wobei „n" der Berechnungsexponent und K der Extinktionskoeffizient ist. Bei Vernachlässigung der Dielektrizitätskonstante ergibt sich für den Extinktionskoeffizienten, welcher ein Maß für die Eindringungstiefe der elektrischen Wellen im Metall ist:

$$K=\sqrt{\mu\sigma T}. \tag{8}$$

Für Leiter mit endlichen Abmessungen sind nun zwei extreme Fälle zu unterscheiden:

1. r ist sehr groß, bzw. die Abmessungen des Leiters (Drahtdurchmessers) sind groß gegenüber der Eindringungstiefe. In diesem Falle kann in Anbetracht der Stromverteilung an der Oberfläche die Drahtkrümmung vernachlässigt werden und es ergibt sich ein Widerstand pro Längeneinheit:

$$\varrho=\frac{1}{Cr}\sqrt{\frac{\mu r}{\sigma}}, \tag{9}$$

wobei r den Radius des Leiters bedeutet. Hiermit ergibt sich eine Widerstandserhöhung von

$$\frac{\varrho}{\varrho_0}=r\pi\sqrt{\mu r\sigma} \tag{10}$$

Der Widerstandsanstieg ist also proportional der Wurzel aus der Frequenz (Skineffekt).

2. r ist klein, die Krümmung des Leiters ist nicht mehr zu vernachlässigen. Hierbei erhält man nach Riemann[2])

$$\frac{\varrho}{\varrho_0}=1+\frac{1}{3}r^4\pi^4\mu^2\nu^2\sigma^2 \tag{11}$$

und somit einen quadratischen Anstieg des Widerstandes mit der Frequenz. Für Werte, welche zwischen diesen beiden Grenzen liegen, wird ein allmählicher asymptotischer Uebergang zu den genannten zu verzeichnen sein.

Die Induktivität nimmt jedoch im Falle 1 mit der Wurzel aus der Frequenz ab nach der Formel

$$L'=\frac{C}{2\pi r}\sqrt{\frac{\mu}{\sigma\nu}}$$

4. Die Dielektrikumsverluste lassen sich bezüglich des Verlaufes des Frequenzanstieges nicht genau angeben. Der Anstieg erfolgt angenähert mit der dritten Potenz der Frequenz. Dies würde genügend genau gelten, wenn die Größe des Verlustwinkels des Dielektrikums

$$\operatorname{tg}\delta\approx\sin\delta=R\cdot\omega C \tag{12}$$

meisten Fällen ist diese Annahme gerechtfertigt, da nur geringe Abweichungen zu verzeichnen sind. Unter obiger Voraussetzung nimmt also der Dämpfungswiderstand R eines Kondensators linear mit der Frequenz ab. Da aber die Spannung an der Induktivität proportional mit der Frequenz zunimmt, so steigen auch die an der Spulenkapazität auftretenden dielektrischen Verluste, deren Frequenzabhängigkeit in folgender Weise berechnet werden kann.

Zur Bestimmung der dielektrischen Verluste wird die Induktivität zunächst als verlustfrei angesehen, wodurch meist ein zu vernachlässigender Fehler begangen wird. Hierzu wird die Spulenkapazität mit ihrem Dämpfungswiderstand in Serie geschaltet gedacht. Für diesen Kombinationswiderstand, dessen ohmsche Komponente somit nur durch dielektrische Verluste hervorgerufen wird, gilt folgende Gleichung

$$\mathfrak{R}=\frac{j\omega L\cdot\left(R-j\frac{1}{\omega C}\right)}{R+j\left(\omega L-\frac{1}{\omega C}\right)}, \tag{13}$$

oder nach der Trennung des reellen und imaginären Teiles

$$\mathfrak{R}=\frac{R\omega^2L^2}{R^2+\left(\omega L-\frac{1}{\omega C}\right)^2}+j(\ldots\ldots). \tag{14}$$

Unter der Voraussetzung, daß der kapazitive Widerstand $\frac{1}{\omega C}$ der Spulenkapazität wesentlich höher ist als der induktive, also bei Frequenzen, die noch erheblich geringer sind als die Eigenfrequenz, und daß der Dämpfungswiderstand der Spulenkapazität noch klein ist gegenüber dem kapazitiven, vereinfacht sich die Formel zu

$$R'=R\omega^4L^2C^2\left\{\frac{1}{\omega C}\gg\omega L;\quad R_c\ll\frac{1}{\omega C}\right. \tag{15}$$

oder da

$$R=\frac{\operatorname{tg}\delta}{\omega C}=\frac{\text{const}}{\omega C} \tag{16}$$

ergibt sich

$$R'=\text{const}\cdot\omega^3. \tag{17}$$

Von einer Berücksichtigung der Ableitungsverluste kann im allgemeinen abgesehen werden, da diese im Vergleich zu den übrigen Verlusten keine Rolle spielen. Sie sind proportional der Frequenz, steigen also, konstanten Strom vorausgesetzt, linear mit der Frequenz.

Auch der Strahlungswiderstand ist bei Spulen, deren Abmessungen klein sind im Vergleich zu den übrigen Verlusten, zu vernachlässigen.

3. Meßmethoden.

Zur Messung von Dämpfungswiderständen von Spulen sind eine ganze Reihe von Methoden bekannt. Zur genauen Ermittlung derselben bei niederen Frequenzen eignet sich am besten eine Brückenmethode. Nach diesem Verfahren wurden beispielsweise die Messungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zur Bestimmung der Dämpfung ihrer Selbstinduktionsnormalien durchgeführt.

[2]) Riemann-Webers 2. Band, S. 518, 1929.

Digitized by Google

Zur Messung der Dämpfung bei Frequenzen höher als einige tausend Hertz kann jedoch diese Methode nicht mehr in Anwendung gebracht werden und es werden an ihrer Stelle in der Literatur zahlreiche andere Verfahren angegeben. Das am häufigsten beschriebene dürfte wohl das von Lindemann[3]) sein. Nach diesem wird die zu untersuchende Spule mit einem möglichst verlustfreien Drehkondensator oder einem solchen mit bekanntem Verlustwiderstand zu einem Schwingungskreis zusammengeschaltet. Dieser Kreis wird mit einem Meßsender, welcher ungedämpfte Schwingungen erzeugt, möglichst lose gekoppelt und der Resonanzstrom I_1 des Schwingungskreises bestimmt. Durch Zuschalten eines bekannten induktions- und kapazitätsfreien Widerstandes R_z vermindert sich der Resonanzstrom auf den Betrag I_2. Die Größe des Dämpfungswiderstandes läßt sich nach der Formel

$$Rx = \frac{I_2}{I_1 - I_2} Rz \qquad (18)$$

in einfachster Weise bestimmen.

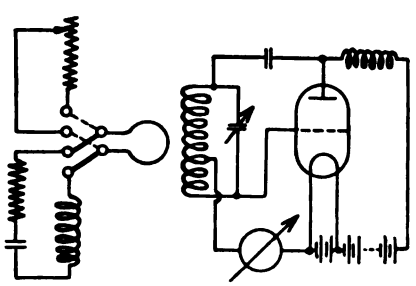


Bild 1.
Dämpfungsmessung nach Stürmer.

So häufig dieses Verfahren zu den verschiedensten Dämpfungs- und Verlustmessungen, wie z. B. an Kondensatoren, Induktivitäten, Schwingungskreisen und Antennen verwendet wird, so hat es doch den Nachteil verhältnismäßig geringer Genauigkeit, insbesondere wenn der zu untersuchende Dämpfungswiderstand klein ist. Außerdem können jedoch Dämpfungswiderstände nur bei Frequenzen untersucht werden, welche von der Resonanzfrequenz der Spule sehr weit abliegen, bei denen also die Spulenkapazität gegenüber der Kapazität des Kondensators zu vernachlässigen ist, da sonst die gemessenen Größen der Ströme I_1 und I_2 den tatsächlich fließenden nicht entsprechen und hierdurch erhebliche Meßfehler zustande kämen.

Eine weniger bekannte Methode, welche sich insbesondere durch geringen Energiverbrauch auszeichnet, für geringere Frequenzen angenähert genaue Werte ergibt und wegen ihrer Einfachheit sehr leicht durchzuführen ist, wurde von Stürmer[4]) angegeben und sei hier kurz beschrieben.

Die zu untersuchende Spule ist mit einem Drehkondensator, dessen Dämpfungswiderstand im Vergleich zu der Spule zu vernachlässigen ist, zu einem Schwingungskreis zusammengesetzt (Bild 1). Der Schwingungskreis erhält eine Kopplungswindung, deren induktiver Widerstand klein sein soll, da er dem Anwendungsbereich dieser Meßmethode eine Grenze setzt. Ist der Schwingungskreis durch diese Windung mit dem Röhrengenerator gekoppelt und mit der aufgedrückten Frequenz in Resonanz, so überträgt sich über den Kopplungskreis auf den Oszillator ausschließlich der Dämpfungswiderstand der Spule. Seine Größe wird nun mit Hilfe einer Umschaltung auf einen kapazitäts- und induktionsfreien Widerstand verglichen, indem dieser solange verändert wird, bis ein Gleichstrominstrument, welches sich im Gitterkreis des Meßsenders befindet und dessen Ausschlag somit proportional dem Gittergleichstrom, also angenähert auch den hochfrequenten Spannungsamplituden ist, den gleichen Ausschlag zeigt. In diesem Falle wird dem Röhrenoszillator bei sonst gleichen Verhältnissen die gleiche hochfrequente Energie entzogen, es ist also der gleiche Dämpfungswiderstand vorhanden.

Zur Messung bei sehr hohen Frequenzen eignet sich die beschriebene Methode jedoch auch nicht, weil insbesondere der Vergleichswiderstand kein rein ohmscher Widerstand mehr ist, sondern vor allem eine nicht unerhebliche induktive Komponente besitzen wird. Außerdem können die induktiven und Dämpfungswiderstände der Koppelschleife und der Zuleitungen nicht mehr vernachlässigt werden.

4. Thermische Meßmethode.

Genaue Meßergebnisse erhält man auch bei den größten Frequenzen, wenn man die Bestimmung des Dämpfungswiderstandes auf Grund des Leistungsverbrauches der Induktivität durchführt, welcher der in der Zeiteinheit abgegebenen Wärmeenergie proportional ist. Zur Bestimmung des Dämpfungswiderstandes ist dann nur noch die Kenntnis des durch die Spule fließenden Stromes notwendig. Die in der Zeiteinheit erzielte Wärmeabgabe gebrochen durch das Quadrat der Stromstärke ergibt dann bekanntlich den Wert des Dämpfungswiderstandes.

Derartige Messungen sind in der Literatur bereits angegeben. (Verfahren von Preuner und Pungs[5]).) Dieselben beruhen auf einer kalorimetrischen Messung der Wärmeabgabe einer Spule. Als Kalorimeterflüssigkeit wird Oel verwendet und die in der Zeiteinheit abgegebene Wärmeenergie gemessen. Zur Messung von Spulenverlusten bei höheren Frequenzen sind die Meßergebnisse ungenau, da die dielektrischen Verluste ganz erhebliche Energieumwandlungen mit sich bringen. Es müßte eine Bestimmung der dielektrischen Verluste der Oele bei gleicher Frequenz und Stromverteilung vorausgehen.

Für genaue Messungen bei hohen Frequenzen erscheint eine thermische Meßmethode aber unter Vermeidung aller die Messung fälschender zusätzlicher Verluste als zweckmäßig. Eine solche Methode wurde vom Verfasser an der Radiotechnischen Versuchsanstalt entwickelt.

Bei dieser thermischen Meßmethode wird vom Grundsatze ausgegangen, die Untersuchung möglichst den tatsächlichen Betriebsverhältnissen anzupassen. Das Kalorimeter wird durch ein einfaches Thermoelement oder durch eine Thermobatterie ersetzt, deren Temperaturerhöhung ein Maß für die in der Spule in der Zeiteinheit erzeugte Wärmeleistung ist, und mit Hilfe von Gleichstrom geeicht werden kann.

Das Thermoelement wird mit der zu untersuchen-

[3]) Verh. d. Phys. Ges. **11**, 28, 1909.
[4]) L. Stürmer, Jahrb. d. drahtl. Tel. **29**, 192, 1927.
[5]) Rein-Wirtz, Radiotelegr. Prakt. 1922, S. 217.

Digitized by Google

den Spule derart verbunden, daß weder Wirbelströme noch dielektrische Verluste in demselben auftreten können. Außerdem muß noch Sorge dafür getragen werden, daß in dem Thermoelement keinerlei hochfrequente Ströme fließen können, welche das Resultat

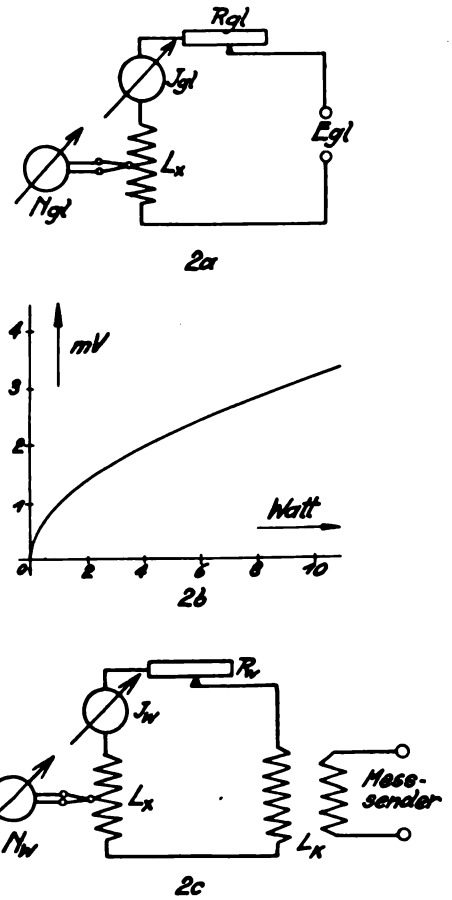


Bild 2.
Thermische Meßmethode.
2a Gleichstromeichung.
2b Gleichstromeichkurve.
2c Wechselstrommessung.

fälschen würden. Solche Fehler treten z. B. auf, wenn zwischen dem Instrument und der Hochfrequenzenergiequelle ein kapazitiver Stromfluß zustande kommt, oder durch lange Leitungen zum Galvanometer (z. B. Spiegelgalvanometer) eine Art Antennenwirkung auftritt. Hierdurch würden Verluste in den Leitungen und dielektrische Verluste an der Befestigungsstelle des Thermoelementes zustande kommen. Schließlich muß die Anordnung noch vor Luftzutritt geschützt und darauf Rücksicht genommen werden, daß weder Wärmestrahlung noch Leitung während der Versuche irgendeine Aenderung erfahren.

Die Eichung des Meßverfahrens erfolgt mit Gleichstrom in der Weise, daß eine Eichkurve aufgezeichnet wird, welche die Gleichstromleistung der Spule in Watt in Abhängigkeit von dem Ausschlage des an das Thermoelement angeschlossenen hochempfindlichen Millivoltmeters angibt (Bild 2)[6]). Die Größe des Dämpfungswiderstandes der untersuchten Spule ergibt sich dann aus dem Quotienten des aus der Gleichstrom-Eichkurve abgelesenen Leistungsverbrauches und dem Quadrat der Stromstärke. Die Schaltung des Meßverfahrens ist aus Bild 2 zu entnehmen.

Nach dieser Methode ergibt sich nicht nur die Möglichkeit, den Verlauf der Dämpfungskurve einer Spule innerhalb eines sehr großen Bereiches, z. B. von 10—10 000 kHz ziemlich genau zu messen, sondern vor allem auch aus deren Verlauf die Ursache der Dämpfungswiderstände und ihrer Teilbeträge zu bestimmen.

Bild 3 zeigt den Verlauf des Dämpfungswiderstandes einer Kurzwellenspule von 65 mm Durchmesser und 15 Windungen eines 0,6 mm starken,

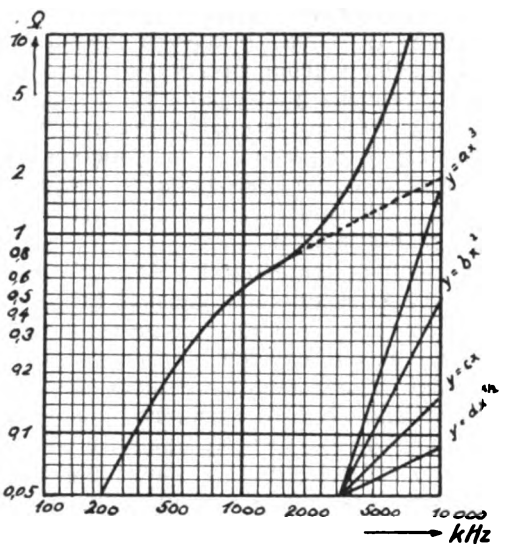


Bild 3.
Frequenzabhängigkeit des Dämpfungswiderstandes bei einer Zylinderspule aus baumwollisoliertem Draht.

zweimal mit Baumwolle umsponnenen Kupferdrahtes, welche einen besonders charakteristischen Dämpfungsverlauf aufwies. Die Kurve ist des besseren Ueberblickes wegen und aus später noch zu besprechenden Gründen auf doppelt logarithmischen Maßstab gezeichnet.

5. Ponderometrische Meßmethode.

Einige Meßergebnisse wurden auch mit Hilfe einer ponderometrischen Meßmethode nachgeprüft, welcher jedoch keine besondere praktische Bedeutung zukommen dürfte und nur zur Kontrolle verwendet wurde.

Mit einer vom hochfrequenten Strom I_1 durchflossenen Spule ist eine kurzgeschlossene Sekundärspule gekoppelt, welch letztere an einer empfindlichen Wage befestigt ist. Gleichgewicht wird am Wagebalken somit nur dann erhalten bleiben, wenn das Produkt $I_1 \times I_2$ konstant ist. Aendert sich somit, z. B. mit zunehmender Frequenz I_2, so muß auch I_1,

[6]) Man kennt somit für jeden durch die Spule fließenden Gleichstrom den dazugehörigen Ausschlag am Millivoltmeter. Ist der ohmsche Gleichstromwiderstand gemessen, so kann der Ausschlag des Millivoltmeters wie in Bild 2b auch in Watt geeicht werden. Diese Eichung: Watt Spulenverluste abhängig vom Ausschlag des Millivoltmeters, gilt auch in genau gleicher Weise für Wechselstrom, da gleiche Anordnung des Thermoelementes vorausgesetzt sich an dem Verlauf des Abkühlungsvorganges nichts geändert hat, auch wenn bedacht wird, daß der Sitz der Wärmeerzeugung nicht mehr der gesamte Drahtquerschnitt sondern nur die Oberfläche und das Dielektrikum ist.

Nach Aufnahme der Gleichstromendkurve wird mit Hilfe eines Meßsenders die Spule von einem hochfrequenten Strom J_w verschiedener Frequenzen durchflossen und hierbei der Ausschlag im Thermoinstrument und J_w gemessen, s. Bild 2c.

Digitized by Google

welches an einem im Primärkreis eingeschalteten Amperemeter abgelesen werden kann, geändert werden, wenn die Wage wiederum in Gleichgewicht kommen soll.

Es gelten somit für alle Frequenzen folgende Beziehungen zwischen I_1 und I_2:

$$J_1 \cdot J_2 = A \tag{19}$$

$$j J_1 \omega K \sqrt{L_1 L_2} + j J_2 \omega L_2 + J_2 R_2 = 0 \tag{20}$$

Als konstant kann K angesehen werden und bei geringen Frequenzen auch auch L_1 und L_2. Es ließe sich somit nach Bestimmung dieser konstanten Größen der Verlauf des Dämpfungswiderstandes R_2 ermitteln.

Bei höheren Frequenzen tritt jedoch infolge des Skineffektes eine Veränderung der Induktivität auf, derart, daß sie proportional der Wurzel aus der Frequenz abnimmt (s. oben). In diesem besonderen Falle steigen sämtliche Glieder obiger Gleichung mit der Wurzel der Frequenz gleichmäßig an. Es ergäbe sich somit, daß zwar die im Primärkreis sowie Sekundärkreis auftretenden Spannungen mit zunehmender Frequenz steigen, dagegen aber Primär- wie Sekundärstrom gleich bleiben müßten, um die angeführten Bedingungen zu befriedigen.

Dieser Idealfall, der dadurch sofort erkenntlich ist, daß der Primärkreis stets den gleichen Strom erhalten muß, um Gleichgewicht der Wage zu geben, kann nur eintreten, wenn die übrigen Verluste, wie Wirbelstrom, dielektrische Strahlungsverluste usw., zu vernachlässigen sind. Die Messung ist daher auch nur deshalb von Interesse, weil sie angibt, innerhalb welcher Grenzen und wieweit die zuletzt genannten Verluste gegenüber ersteren, also dem Skineffekt, zu vernachlässigen sind. Sie wurde bei der Trennung der Verluste zur Kontrolle verwendet.

6. Trennung der Verluste.

Es ist nach dem oben Dargelegten klar, daß der Verlauf des zusätzlichen Dämpfungswiderstandes nicht durch ein einfache Gliederung festgehalten werden kann, da so vielerlei Einflüsse bei sich ändernder Frequenz zur Wirkung kommen können. Zur Trennung der Verluste empfiehlt es sich, den Widerstandsverlauf auf ein Kurvenblatt mit doppelt logarithmischer Teilung aufzutragen. Diese Einteilung bringt es bekanntlich mit sich, daß der Verlauf einer Geraden durch den Koordinatenursprungspunkt im linearen Koordinatensystem stets durch eine Gerade mit dem Richtungskoeffizienten 1 im logarithmischen System dargestellt wird. Die Steilheit (Richtungskoeffizient) im linearen Koordinatensystem wird durch eine Parallelverschiebung der Geraden im beiderseits logarithmischen Koordinatensystem gekennzeichnet. Die allgemeine Parabel

$$y = a x^n \tag{21}$$

wird ebenfalls durch eine Gerade, aber mit dem Richtungskoeffizienten „n" dargestellt. Hat jedoch die Kurve z. B. die Form

$$y = a x^n + b x^m + \ldots . \tag{22}$$

so ließe sich aus dem Verlaufe der unendlich fernen Tangenten, welche im logarithmischen Koordinatensystem leicht angenähert ermittelt werden können, die Größe des Gliedes der niedersten und höchsten Ordnung von x bestimmen.

Der Verlauf der in Bild 3 dargestellten Dämpfungskurve, bei welcher der ohmsche Widerstand in Abzug gebracht ist, ergibt eine unendliche ferne Tangente mit der Steilheit von etwa $tg\,\alpha = 3$. Der oberste Teil der Dämpfungskurve rührt somit nach früheren Feststellungen von dielektrischen Verlusten her. Die Untersuchung des Dielektrikums ergab, daß innerhalb des betrachteten Frequenzbereiches die Verlustziffer des Dielektrikums ungefähr mit der dritten Wurzel der Frequenz anstieg, so daß also die oben erwähnte $tg\,\alpha$ einen etwas größeren Anstieg aufweisen mußte, was dem tatsächlichen Verlauf der Kurve entspricht, während eben $tg\,\alpha = 3$ unter der Voraussetzung gilt, daß der Verlustwinkel $\mathrm{tg}\,\delta = \text{konstant}$ ist.

Nach Abzug der aus der unendlich fernen Tangente ermittelten Dielektrikumsverluste ergab sich die in Bild 3 strichliert eingezeichnete Kurve. Die somit verbleibenden Verluste sind im wesentlichen Wirbelstrom- und Skineffektverluste.

Dem Bild 3 ist zu entnehmen, daß im unteren Teil der Kurve, also bei geringen Frequenzen im Maximum ein dem Quadrat der Frequenz proportionaler Dämpfungsanstieg auftritt (Richtungskoeffizient = 2), der dann mit zunehmender Frequenz bis zu der Größe proportional angenähert der Quadratwurzel aus der Frequenz abnimmt. Dieser immer geringer werdende Dämpfungsanstieg ist auf die immer mehr zunehmende Einwirkung des Skineffektes zurückzuführen, welche gleichzeitig eine entsprechende Abnahme der Wirbelstromverluste verursacht.

Es kann somit aus dem Verlauf der Dämpfungskurve gefolgert werden, daß bei der untersuchten Spule, abgesehen von den ohmschen Verlusten, bis zu einem Bereich von etwa 1000 kHz überwiegend Wirbelstromverluste auftreten, bis etwa 2000 kHz Skineffektverluste, und sodann dielektrische Verluste überwiegen.

Zur Nachprüfung der oben angeführten Beobachtungen und der daraus gezogenen Schlußfolgerungen wurden noch folgende Versuche durchgeführt:

Zum Nachweis des Frequenzverlaufes der dielektrischen Verluste wurde aus dem gleichen Draht eine bifilare Wicklung angefertigt, welche jedoch in der Mitte unterbrochen wurde, und somit eine vernachlässigbare Induktivität und wegen des hohen kapazitiven Widerstandes vernachlässigbare Leitungsverluste aufweisen mußte. Die Messung des Verlustwinkels ergab den bereits oben erwähnten Verlauf, nach welchem dieser innerhalb des in Betracht kommenden Frequenzbereiches ungefähr mit der dritten Wurzel der Frequenz zunahm.

Zur alleinigen Untersuchung des Verlaufes der Wirbelstrom- und Stromverdrängungsverluste wurde aus dem gleichen Drahtmaterial eine Spule angefertigt, die jedoch möglichst kleine Dielektrikumsverluste aufweisen sollte. Zu diesem Zwecke wurde sie mit einer möglichst geringen Induktivität ausgestattet, denn die vorhin gemachten Ueberlegungen zeigen, daß die kapazitiven Verluste nur deshalb so groß sind, weil das starke Ansteigen des induktiven Spannungsabfalles mit der Frequenz ihre rasche Zunahme zur Folge hat. Es wurde somit eine nahezu induktionsfreie Spule in der Weise hergestellt, daß auf einem dünnen Preßspanstreifen Windung neben Windung des gleichen Drahtes aufgewickelt wurde. Nach Abziehen des ohm-

Digitized by Google

schen Widerstandes ergab sich bei dieser Spule der in Bild 4 dargestellte Kurvenverlauf, der den allmählichen Uebergang der Wirbelstromverluste in Skineffektverluste zum Ausdruck bringt, ohne indes den für das Auftreten von dielektrischen Verlusten charakteristischen Verlauf zu zeigen.

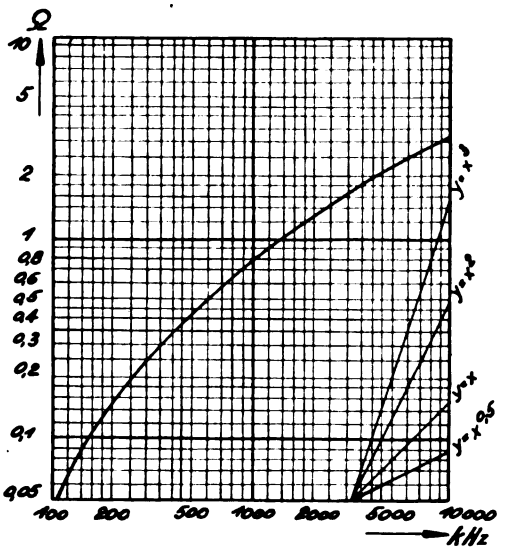


Bild 4.
Dämpfungswiderstand einer Spule aus baumwollisoliertem Draht nach Abzug der Dielektrikumsverluste.

Zur Untersuchung des Skineffektes, und zwar insbesondere bei sehr kurzen Wellen, wurden an Stelle von Spulen kurzgeschlossene Leiterschleifen verwendet, deren Untersuchung ebenfalls mit Hilfe der thermischen Methode durchgeführt wurde. In die Leiterschleife wurde an einer Stelle ein Hitzdraht- oder Thermoinstrument geschaltet, während an die Schleife selbst in bekannter Weise das Thermoelement angeschlossen wurde.

Zur Gleichstromeichung wurde an einer Stelle der Anschluß des Hitzdrahtinstrumentes unterbrochen, eine Gleichstrombatterie mit einem Regulierwiderstande angeschlossen und die vorerwähnte Eichung mit Gleichstrom, Hitzdrahtinstrument und Thermoanordnung durchgeführt.

Da an diesen Drahtschleifen nahezu überhaupt keine kapazitiven Spannungsabfälle auftreten können, so sind in der Kurve des Widerstandsverlaufes weder Veränderung infolge Resonanzerscheinungen noch infolge dielektrischer Verluste zu verzeichnen, es sei denn, daß die Frequenzen bis zur Eigenfrequenz der kurzgeschlossenen Spule gesteigert würden, Frequenzen, deren Herstellung jedoch nicht unerhebliche Schwierigkeiten bereiten würde.

Es ist also mit Hilfe des geschilderten Verfahrens der Dämpfungsmessung an kurzgeschlossenen Leiterschleifen möglich, in einwandfreier Weise die Skineffekt- und Wirbelstromverluste irgendeines Leiters allgemein zu bestimmen. Allerdings ist hierzu notwendig, daß das zu untersuchende Material die Form einer Schleife erhält und daß der Querschnitt des Drahtes kreisförmig und im Vergleich zum Schleifendurchmesser klein ist, wodurch erzielt wird, daß die Stromverteilung an der Oberfläche des Leiters eine gleichförmige ist.

Das Verfahren wurde, wie später beschrieben werden wird, im besonderen dazu benützt, um die Frequenzabhängigkeit der Skineffekt- und Wirbelstromverluste in Abhängigkeit vom Drahtdurchmesser von verschiedenen Leitern zu untersuchen.

7. Genauigkeitskontrolle der Meßinstrumente.

Allen Messungen, welche bisher angegeben wurden, liegt die Annahme zugrunde, daß die von den Hochfrequenzinstrumenten gemachten Angaben auch bei den betrachteten hohen Frequenzen noch gültig seien. Der Gültigkeitsbereich dieser Annahme ist unbedingt nachzuprüfen, um die Richtigkeit der bisher besprochenen Messungen nachzuweisen.

Die Angaben der Hochfrequenzinstrumente können aus folgenden Gründen Fehler aufweisen:

1. Kapazitive Nebenschlüsse. Diese treten insbesondere bei in Metall gekapselten Instrumenten auf. Im allgemeinen sind dieselben jedoch zu vernachlässigen, weil fast immer der kapazitive Widerstand erheblich größer ist als der ohmsche Widerstand der Instrumente und ersterer ja im Nebenschluß zu letzterem liegt. Erst bei sehr hohen Frequenzen und bei verhältnismäßig langen, dünnen Hitzdrähten kommt der kapazitive Nebenschluß insofern in Betracht, als am Hitzdraht hohe induktive Spannungsabfälle auftreten und so einen nicht mehr zu vernachlässigenden Nebenschlußstrom über die Kapazität zur Folge haben können. Näherungsweise können diese Fehler jedoch rechnerisch ermittelt werden.

2. Widerstandserhöhung des Hitzdrahtes. Während bei Strommessungen die Erhöhung des induktiven Widerstandes keinerlei den Ausschlag des Instrumentes beeinflussende Fehler nach sich zieht, können die Fehler, welche durch eine Widerstandserhöhung des Instrumentes zustande kommen, beträchtlich sein.

Eine direkte Messung derselben erscheint bei hohen Frequenzen aussichtslos. Eine rechnerische Ermittlung der Widerstandserhöhung nach den Darlegungen des vorhergehenden Kapitels wird nur angenähert richtige Ergebnisse liefern, da es sich hier fast stets nur um kleine Leiterquerschnitte handelt und Leitungsmaterialien von verhältnismäßig hohen spez. Widerständen zur Verwendung kommen, so daß die Eindringungstiefe der elektrischen Wellen im Vergleich zum Leiterquerschnitt eine verhältnismäßig große sein wird.

Die Fehler durch kapazitive Nebenschlüsse können, wie erwähnt, durch entsprechende Maßnahmen vermieden werden, oder doch sehr gering gehalten werden. Fehler durch die Widerstandserhöhung des Hitzdrahtes sind jedoch unvermeidlich.

Die Untersuchung, inwieweit die verwendeten Instrumente innerhalb des untersuchten Frequenzbereiches richtig zeigten, wurde in folgender Weise durchgeführt: Zunächst wurde eine Eichung derselben mit Gleichstrom vorgenommen. Hierauf wurden zwei Instrumente, welche verschiedene Hitzdrähte verschiedener Stärke hatten, mit der gleichen Stromstärke verschiedener, sehr hoher Frequenzen belastet und untersucht, ob nach dem vorhin Erwähnten die Ausschläge infolge verschiedener Widerstandserhöhung sehr voneinander verschieden waren. Diese Untersuchungen zeigten nur verhältnismäßig geringe Abweichungen, so daß der Schluß gezogen werden

Digitized by Google

konnte, daß die Fehler der bei den Dämpfungsmessungen verwendeten Meßinstrumente wenigstens innerhalb des betrachteten Frequenzbereiches zu vernachlässigen waren.

Außerdem wurde auch das Hitzdrahtmaterial von Hitzdraht- bzw. Thermoinstrumenten selbst nach der thermischen Meßmethode untersucht, wobei Frequenzkurven erhalten wurden, welche Anhaltspunkte für die Größe der bei verschiedenen Drahtmaterialien zu erwartenden Fehler gaben.

8. Untersuchungsbeispiele.

Außer den zum Nachweis der im Vorigen gemachten Darlegungen über den Dämpfungsverlauf von Spulen wurden noch eine Reihe von Untersuchungsbeispielen durchgeführt, von denen einige im folgenden angeführt werden sollen.

Im Gegensatz zu der in Bild 3 gezeigten Widerstandskurve einer mit Baumwolle isolierten Zylinderspule wurde eine freitragend gewickelte Zylinderspule aus blankem Draht untersucht, um insbesondere den Unterschied der dielektrischen Verluste gegenüber der vorerwähnten Spule zu untersuchen. Bild 5

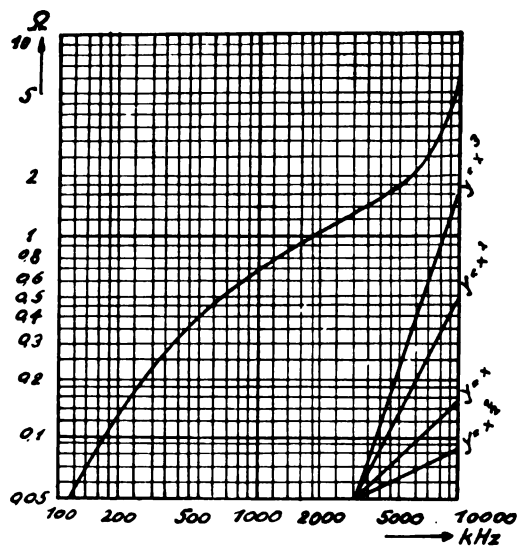


Bild 5.
Dämpfungswiderstand einer freitragenden Zylinderspule aus blankem Draht.

gibt den Verlauf der Dämpfungskurve dieser Spule wieder.

Die untersuchte Spule hatte folgende Daten: Durchmesser 80 mm, Höhe 8 mm, Windungszahl 10, Drahtstärke 0,6 mm.

Das Bild 5 zeigt, daß die Form des Kurvenverlaufes sich gegenüber der in Bild 3 gezeigten nicht wesentlich geändert hat, daß jedoch der steile Anstieg des Widerstandes erst bei wesentlich höheren Frequenzen zustande kam. Dieser steile Frequenzanstieg ist wiederum auf das Auftreten von dielektrischen Verlusten, in diesem Falle aber vielleicht auch bei den höchsten Frequenzen bereits auf das Zustandekommen einer Resonanzerscheinung, zurückzuführen.

Zur Untersuchung von Leitern bei sehr hohen Frequenzen, jedoch unter Ausschluß der dielektrischen Verluste, wurden, wie erwähnt, kurzgeschlossene Leiterschleifen verwendet. Bild 6 zeigt den Verlauf einiger Dämpfungskurven solcher kurzgeschlossener Leiter.

Da es bei der Untersuchung von Leitungsmaterialien nicht so sehr auf die Ermittlung des absoluten Dämpfungsanstieges ankommt, wurde in der

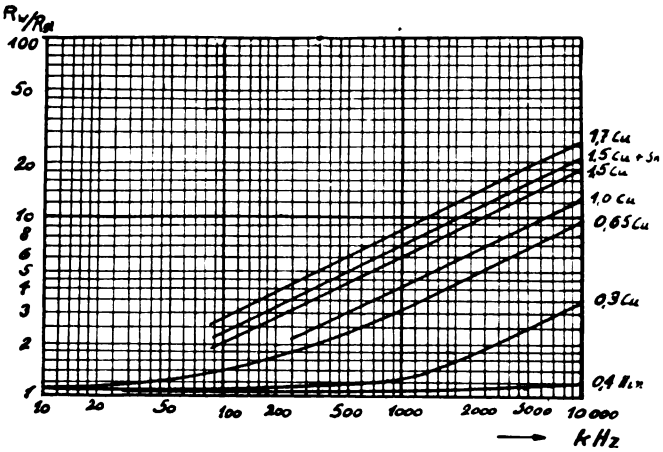


Bild 6.
Dämpfungswiderstände von kurzgeschlossenen Leiterschleifen.

Ordinate nicht die Widerstandserhöhung in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen, sondern der Quotient aus Wechselstromwiderstand durch Gleichstromwiderstand, so daß die Ergebnisse von den Längenabmessungen der Leiter unabhängig wurden. Die Werte auf der Abszisse geben somit an, auf das wievielfache des Gleichstromwiderstandes der Wechselstromwiderstand jeweils ansteigt. Gegenüber den bisher gezeigten Kurven ergibt sich somit rein äußerlich der Unterschied, daß der Anstieg der Wirbelstromverluste aus den Kurven wegen ihrer Kleinheit gegenüber den ohmschen nicht entnommen werden kann, während der charakteristische Anstieg der Skineffektverluste wieder leicht erkennbar ist und im beiderseits logarithmisch geteilten Maßstabe wiederum die Steilheit 0,5 aufweist.

Dem Verlauf der Kurven im linken Teil des Diagramms entspricht somit die Gleichung

$$\frac{R_w}{Rgl} = 1 + k\omega^2, \tag{23}$$

während für den rechten Teil die Gleichung

$$\frac{R_w}{Rgl} = k'\sqrt{\omega}. \tag{24}$$

gilt. Wie aus dem Verlauf der Kurven ersichtlich, gehen dieselben im Zwischenbereich asymptotisch ineinander über, was insbesondere bei starken Leitern und guter spezifischer Leitfähigkeit in einem kleinen Frequenzbereich sehr rasch erfolgt. Hingegen zeigen die Kurven dünner Leiter und insbesondere bei sehr hohem spezifischen Widerstand einen sehr allmählichen Uebergang, wie z. B. aus dem Verlauf der untersten Kurve für einen 0,4 mm Nickelindraht zu entnehmen ist.

Die größte Widerstandserhöhung zeigen nach Bild 6 Drähte aus gut leitenden Materialien mit großem Drahtdurchmesser, bei welchen bereits bei einer Frequenz von 100 kHz die Skineffektverluste gegenüber den ohmschen und Wirbelstromverlusten überwiegen.

Digitized by Google

Der Widerstandsverlauf eines Kupferdrahtes, welcher angeblich versilbert war, ergab eine höher verlaufende Widerstandskurve als ein reiner Kupferdraht gleicher Stärke. Eine nachträglich durchgeführte chemische Untersuchung des Drahtes ergab die Feststellung, daß derselbe verzinnt war. Aus Bild 6 ist zu erkennen, daß dieser Draht eine deutlich erkennbare größere Widerstandserhöhung aufweist, obwohl die Stärke der Verzinnungsschicht nur die Größenordnung von 0,01 mm erreicht.

Ein Kupferdraht von 0,3 mm Durchmesser ergab einen nennenswerten Dämpfungsanstieg erst bei einer Frequenz oberhalb 1000 kHz, während ein Widerstandsdraht aus 0,4 mm starkem Nickelin bei 10 000 kHz erst eine Widerstanderhöhung von nur 20% ergab. Die bei den Messungen erzielte Genauigkeit betrug etwa 10%, ließe sich aber bedeutend erhöhen.

Abgesehen von der Eichung von Meßinstrumenten bereitet die Untersuchung von Leitern nach der thermischen Methode auch bei noch wesentlich höheren Frequenzen keine prinzipiellen Schwierigkeiten. Zur Erzeugung sehr hoher Frequenzen können im Bedarfsfalle auch Löschfunkenoszillatoren verwendet werden. Derartige Versuche sind an der Radiotechnischen Versuchsanstalt in Aussicht genommen und werden bei Gelegenheit veröffentlicht werden.

9. Vergleiche der Untersuchungsergebnisse mit Theorie und Praxis, Folgerungen.

Aus den bisher gemachten Untersuchungen ergeben sich daher folgende Gesichtspunkte für den Bau von Spulen, welche mit den in der Praxis gemachten Erfahrungen im allgemeinen übereinstimmen.

Frequenzen	Verluste	Konstruktion
bis 10 kHz	überwiegend Ohmsche	großer Querschnitt, evt. Litze nach Dolezalek
bis 100 kHz	Ohmsche und Wirbelstromverl. (bei großen Durchm. überwiegend Wirbelstromverl.)	
bis 1000 kHz	überwiegend Skineffektverl.	groß. Leiterquerschnitt, keine Litze, evt. versilb. Draht
bis 10000 kHz	überwiegend dielektr. Verluste	freitragender blanker Draht, evt. versilbertes Kupferrohr

Bei Spulen für größere Leistungen ist große Oberfläche unerläßlich. Vom kreisförmigen, bzw. ringförmigen Querschnitte des Leiters abzugehen, wäre jedoch unzweckmäßig, da die Stromverteilung an der Oberfläche eine ungleichmäßige wäre und somit keinerlei Kupferersparnisse erzielt würden.

Bei Empfangsspulen ist zu bedenken, daß die Erhöhung des Querschnittes keine proportionale Erhöhung der Leitfähigkeit mit sich bringt. Da insbesondere bei isolierten Drähten vielfach die dielektrischen Verluste mit dem Querschnitt stark zunehmen, empfiehlt sich für Rundfunkwellen die Verwendung geringerer Drahtstärken, für Kurzwellenspulen die Verwendung von blankem Draht.

Ganz ähnliche Gesichtspunkte wie für Spulen gelten für Leiter ganz allgemein, soweit sie Wirbelstrom- und Skineffektverluste betreffen. Auch hier ist bei Frequenzen über 100 kHz und größerer Energie die Verwendung von versilbertem Kupferrohr vorzuziehen. Im Leiter tritt zum Unterschiede von den Spulen nahezu vollkommen gleichmäßige Stromverteilung an der Oberfläche auf; es kann daher der Querschnitt etwas kleiner gewählt werden.

Schließlich können die Untersuchungen auch für die Konstruktionen der thermischen Meßinstrumente verwertet werden, wenn es sich darum handelt, genau zeigende, frequenzunabhängig und daher mit Gleichstrom eichbare Instrumente zu erhalten. Aus Bild 6 ist zu entnehmen, daß ein Widerstandsdraht von z. B. 0,4 mm Durchmesser innerhalb eines Frequenzbereiches, welcher alle derzeit praktisch vorkommenden Frequenzen umfaßt, eine nur etwa 20% betragende Widerstandserhöhung aufweist, somit also ganz bedeutend geringere Frequenzabhängigkeit hat als ein etwa gleichstarker Kupferdraht.

Zur Erzielung möglichst frequenzunabhängiger Instrumente ist somit ein Leitungsmaterial mit möglichst hohem spezifischen Widerstande bei möglichst kleinen Leiterquerschnitten zu verwenden.

Inwieweit Widerstandsdrähte mit Ueberzug von gut leitenden Metallen oder metallisierte Quarzfäden sich als Hitzdrähte für extrem hohe Frequenzen eignen, konnte bisher noch nicht nachgewiesen werden.

Schließlich wäre die Verwendung von beispielsweise versilberten Widerstandsdrähten auch zur experimentellen Nachprüfung der Größe der Eindringungstiefe der elektrischen Wellen geeignet. Ueber diesbezügliche Versuche soll, sobald dieselben abgeschlossen sind, berichtet werden.

Zusammenfassung.

Es werden zunächst die physikalischen Ursachen der Spulendämpfung beschrieben. Es folgt eine Zusammenstellung der verschiedenen, in der Praxis üblichen Verfahren zur Messung des Dämpfungswiderstandes und eine Beurteilung von deren Verwendbarkeit bei höheren Frequenzen und zur Untersuchung des Dämpfungsanstieges mit zunehmender Frequenz.

Da die angeführten Methoden nicht geeignet erscheinen, wird eine thermische Meßmethode entwickelt, welche, genaue Angaben der verwendeten Hochfrequenzinstrumente vorausgesetzt, bei jeder Frequenz den Dämpfungswiderstand mit genügender Genauigkeit ergibt. Zur Kontrolle der Angaben der thermischen Meßmethode wird ein ponderometrisches Verfahren angegeben.

Die Auswertung der Meßergebnisse erfolgt auf Grund von Dämpfungskurven auf beiderseits logarithmisch geteiltem Kurvenblatt. Durch Trennung der Verluste wird untersucht, wie die einzelnen Komponenten der Verluste sich bei verschiedene Frequenzen verhalten.

Nach Aufzählung einiger Untersuchungsbeispiele wird angegeben, wie die aus dem erwähnten Kurvenverlauf ermittelten Verluste verringert werden können. Die sich ergebenden Schlußfolgerungen führen zu Konstruktionen, welche im allgemeinen in der Praxis üblich sind.

(Eingegangen am 26. Mai 1930.)

Digitized by Google

Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit von Drähten auf die Selbstinduktion bei hohen Frequenzen.

Von **Hans Illgen.**

Dissertation aus dem Technisch-Physikalischen Institut Jena.

Inhaltsübersicht.

Einleitung.
I. Theoretisches.
II. Methode der elektrischen Messungen.
Das Prinzip des Schwebungsverfahrens.
III. Die Versuchsanordnung.
Eichung der Anordnung.
Bestimmung des Einflusses des Widerstandes auf die Selbstinduktionsmessung.
Ueberprüfung der Apparatur.
Meßgenauigkeit. Festsetzung der Größenangabe der Meßwerte.
Herstellung von Drähten mit metallischen Ueberzügen.
IV. Meßergebnisse.
1. Verkupferte Kupferdrähte.
2. Verkupferte Messingdrähte.
3. Verkupferte Konstantandrähte.
4. Verzinnte Kupferdrähte.
Drähte mit nichtleitenden Ueberzügen.
1. Oxydierte Kupferdrähte.
2. Oxydierte Konstantandrähte.
3. Berußte Drähte.
4. Isolierte Drähte.
Drähte mit elektrolytischen Mänteln.
Untersuchungen an Litzen.
V. Anwendungsmöglichkeiten des Interferenzverfahrens.
Zusammenfassung.

Einleitung.

Selbstinduktionsmessungen an Drähten bei hohen Frequenzen sind schon vielfach durchgeführt worden, doch handelte es sich bei allen derartigen Untersuchungen um homogenes Drahtmaterial. Die für sehr hohe Frequenzen besonders wichtige Frage, wie sich Widerstand und Selbstinduktion der Drähte als Funktion der Oberflächenbeschaffenheit verhalten, also in Abhängigkeit von verschiedenartigen Ueberzügen, ist indessen verhältnismäßig wenig bearbeitet worden. Die theoretische Seite dieses Problems, speziell für leitende Ueberzüge, wurde von Försterling[3]) behandelt, der als Ergebnis seiner Untersuchungen Formeln für den Hochfrequenzwiderstand und die innere Selbstinduktion aufstellte. Experimentelle Arbeiten in dieser Richtung wurden von Trautmann[4]) im Wellenbereich von 900—50 m durchgeführt. Schon viel früher, um 1893, hatte Bjerknes[1]) bei ultrakurzen Wellen analoge Versuche angestellt, während eine Arbeit von Miller[2]) sich im wesentlichen auf das Frequenzgebiet der Leitungstelefonie beschränkt. Indessen beschäftigen sich alle erwähnten Experimentalarbeiten lediglich mit Widerstandsmessungen, während Untersuchungen über den Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit auf die Selbstinduktion der Drähte meines Wissens noch nicht ausgeführt worden sind. Sie sollen deshalb zum Gegenstand der vorliegenden Arbeit gemacht werden. Infolge der Kleinheit der zu erwartenden Effekte wird nur eine sehr empfindliche Meßanordnung Erfolg versprechen, die in der Interferenzmethode zur Verfügung steht und im folgenden benutzt werden soll.

I. Theoretisches.

Försterling[3]) erhält das Ergebnis seiner Rechnungen Endformeln, die den Hochfrequenzwiderstand R' und die innere Selbstinduktion L'_i für die Längeneinheit des Drahtes darstellen.

Für einen Kerndraht vom Radius r, der mit einem leitenden Mantel von der Dicke δ umgeben ist, gelten die Beziehungen:

$$R' = \frac{1}{rc}\sqrt{\frac{\mu_2}{\sigma_2 \tau}}(a-b) \qquad c = 3 \cdot 10^{10}\ \text{cm/sec}$$

$$L'_i = \frac{c}{2\pi r}\sqrt{\frac{\mu_2 \tau}{\sigma_2}}(a+b) \qquad \tau = \frac{1}{\nu} = \text{Dauer einer Periode}$$

wobei μ_2, σ_2 die magnetische Permeabilität bzw. elektrische Leitfähigkeit des Mantels vorstellen, und a und b durch folgende Ausdrücke dargestellt sind:

$$a = \frac{1 - \triangle^2 e^{-2\eta}}{1 + \triangle^2 e^{-2\eta} - 2\triangle e^{-\eta}\cos\eta}$$

$$b = -\frac{2\triangle e^{-\eta}\sin\eta}{1 + \triangle^2 e^{-\eta} - 2\triangle e^{-2}\cos\eta}$$

Die Größe Δ hat die Form:

$$\triangle = \frac{\sqrt{\frac{\sigma_2}{\mu_2}} - \sqrt{\frac{\sigma_3}{\mu_3}}}{\sqrt{\frac{\sigma_2}{\mu_2}} + \sqrt{\frac{\sigma_3}{\mu_3}}}$$

Der Index 2 bezeichnet die Konstanten des Mantels, der Index 3 die des Kerns. η ist der folgende Ausdruck:

$$\eta = 4\pi\sqrt{\mu_2 \sigma_2 \tau} \cdot \frac{\delta}{\lambda}$$

δ bedeutet die Schichtdicke des Mantels in cm, λ die Wellenlänge in cm.

Da für die vorliegenden Untersuchungen nur nichtmagnetische Drähte verwendet wurden, vereinfachen sich die Formeln dadurch, daß sämtliche μ-Werte $= 1$ gesetzt werden dürfen. In diesem Falle läßt sich auch unmittelbar angeben, in welcher Weise leitende Ueberzüge den Hochfrequenzwiderstand R' und die innere Selbstinduktion L'_i der Drähte beeinflussen. Es gilt nämlich dann:

1. Ueberzüge von besserer Leitfähigkeit als der des Kerns verkleinern sowohl R' als auch L'_i.
2. Schlechter leitende Ueberzüge vergrößern R' sowie L'_i.

Digitized by Google

In beiden Fällen nehmen R' und L_i' als Grenzwerte für unendlich große Mantelstärken δ die Eigenschaften eines homogenen Drahtes von der elektrischen Leitfähigkeit des Mantels an.

Für den Vergleich der Messungen mit der Theorie genügt jedoch die Kenntnis der inneren Selbstinduktion L_i' allein nicht, denn die gemessene Selbstinduktion L setzt sich aus zwei Teilen zusammen, aus der äußeren Selbstinduktion L_a und der inneren Selbstinduktion L_i'. Die äußere Selbstinduktion hängt lediglich von den geomtrischen Maßen des Drahtes ab, nicht von seinen elektrischen und magnetischen Konstanten und von der Frequenz. Sie stellt zugleich dn Grenzfall der Gesamtinduktion für unendlich große Frequenz dar, bei der der gesamte Strom in der Oberfläche des Leiters verläuft. Die Formel für die äußere Selbstinduktion eines geraden Drahtes wurde zuerst von Maxwell angegeben. Es gilt:

$$\mathfrak{L}_a = 2\,l\left(ln\frac{2\,l}{r} - 1\right)$$

wobei l die Länge des Drahtes in cm,
r den Radius des Drahtes in cm darstellt.
Voraussetzung für die Gültigkeit der Formel ist:
$l \gg r$.

Weiterhin seien an dieser Stelle noch einige Formeln für die innere Selbstinduktion eines homogenen geraden Drahtes angegeben, da diese Beziehungen mehrfach im Laufe der Untersuchungen gebraucht wurden. Die folgenden Formeln stammen von Zenneck und sind den Funktionstafeln von Jahnke-Emde[5]) entnommen.

Für die Berechnung der inneren Selbstinduktion ist die Kenntnis einer Größe $\varkappa$ erforderlich, die weiterhin mit einer Hilfsgröße $\mathfrak{k}$ verknüpft ist. Es gelten die Beziehungen:

$$\varkappa = \mathfrak{k}\cdot 2\,r\sqrt{\frac{\nu}{2}} \qquad \mathfrak{k} = \pi\sqrt{\frac{\mu}{2\varrho_0}}$$

wobei μ magnetische Permeabilität,
ϱ_0 spezifischer Widerstand (elm. CGS.),
r Drahtradius in cm,
ν Frequenz ($\omega = 2\pi\nu$).

Für $\varkappa < 1$ (bis 0,9) gilt:

$$L_i = \frac{R_0}{\omega}\left\{\varkappa^2\left(1 - \frac{\varkappa^4}{6}\right)\right\}$$

Für $\varkappa > 1$ (bis 1,4) gilt:

$$L_i = \frac{R_0}{\omega}\left(\varkappa - \frac{3}{64\,\varkappa} - \frac{3}{128\,\varkappa^2}\right)$$

Für $\varkappa > 1{,}5$ (bis 10) gilt:

$$L_i = \frac{R_0}{\omega}(1{,}007\,\varkappa - 0{,}040)$$

und schließlich für $\varkappa > 10$ die klassische Formel von Rayleigh:

$$L_i = \frac{l}{2\pi r}\sqrt{\frac{\mu\tau}{\sigma}}$$

Für den Hochfrequenzwiderstand R' hat Zenneck ähnliche Formeln angegeben. Auch sie sind in den Funktionentafeln von Jahnke-Emde zu finden.

II. Methode der elektrischen Messungen.

Das Prinzip des Schwebungsverfahrens.

Die sog. Schwebungs- oder Interferenzmethode findet seit einem Jahrzehnt eine derartig ausgedehnte Verwendung, daß es sich erübrigt, näher auf das Prinzip einzugehen[6]) [7]) [8]). Bekanntlich wendeten Pungs und Preuner[16]) als erste 1919 das Ueberlagerungsprinzip an und zwar für Kapazitätsmessungen. Diese Verwendungsart der Interferenzmethode ist auch weiterhin die weitaus häufigste geblieben. Für Selbstinduktionsmessungen dagegen hat die Schwebungsmethode bisher noch keine praktische Verwendung gefunden. Lediglich W. Glitsch[7]) gibt schematisch einen Weg zur Verwendung der Interferenzmethode für Selbstinduktionsmessungen an.

Unter der Voraussetzung nicht zu großer Dämpfung und quasistationärer Verhältnisse ist die Frequenz ν eines Schwingungskreises mit der Selbstinduktion L und der Kapazität C durch die Beziehung festgelegt:

$$\nu = \frac{c}{2\pi\sqrt{L\,C}} \qquad c = 3\cdot 10^{10}\ \text{cm/sec} \qquad L_{\text{cm}},\ C_{\text{cm}}$$

Eine Vergrößerung der Selbstinduktion um ΔL habe eine Frequenzerniedrigung um $\Delta\nu$ zur Folge, und es gilt jetzt:

$$\nu - \Delta\nu = \frac{c}{2\pi\sqrt{(L+\Delta L\,C)}}$$

$\Delta\nu$ wird nun durch eine geeignete Veränderung der Kapazität im Kreis wieder ausgeglichen und die Anfangsfrequenz wieder hergestellt. Somit gilt jetzt:

$$\nu = \frac{c}{2\pi\sqrt{L+\Delta L)(C-\Delta C)}} = \frac{c}{2\pi\sqrt{L\,C}}$$

oder nach geeigneter Umformung:

$$\Delta L(C-\Delta C) = L\,\Delta C$$

$$\Delta L = \frac{L}{(C-\Delta C)}\cdot\Delta C$$

Zumeist wird es sich um relativ sehr kleine Selbstinduktionsänderungen handeln, sodaß das Produkt $\Delta L\cdot\Delta C$ als Größe zweiter Ordnung vernachlässigt werden darf. Dann gilt einfach:

$$\Delta L = \frac{L}{C}\cdot\Delta C$$

L/C ist hierbei eine Konstante. Der Vorteil der Methode liegt im wesentlichen darin, daß die Selbstinduktionsänderung ausdrückbar ist durch eine Veränderung der Kapazität. Dem Prinzip des Ueberlagerungsverfahrens entsprechend dient als Kriterium für den wieder erreichten Anfangswert ν die Frequenzgleichheit mit einem zweiten Sender, der während der Messung auf konstanter Frequenz ν gehalten wird. Die Frequenzgleichheit beider Sender wird nach bekannten, oft beschriebenen Methoden festgestellt, so daß sich erübrigt, hier näher darauf einzugehen. Eine gute Zusammenstellung der üblichen Verfahren ist in der Arbeit von W. Weihe[6]) zu finden. Für die Feststellung sehr langsamer Schwebungen empfiehlt sich übrigens auch folgender Weg. Man schaltet in den Detektorkreis einen der früher zum Empfang ungedämpfter Sender üblichen Schleifer oder Ticker ein und zerhackt den Detektorstrom. Man hört dadurch im Fernhörer bei jedem auftretenden

Digitized by Google

Schwebungsimpuls ein Rauschen und kann bis auf vollkommene Frequenz- und Phasengleichheit einstellen.

III. Die Versuchsanordnung.

Die zur Messung der Selbstinduktion verwendete Apparatur hatte folgenden Aufbau:

Als Schwingungserzeuger dienten zwei kleine Röhrensender, die mit Telefunken-Empfängerröhren *RE* 134 arbeiteten und mit Anodenspannungen von 50 bzw. 60 Volt betrieben wurden. Die Sender arbeiteten nach dem Prinzip der induktiven Rückkopplungsschaltung. In der Gitterleitung befand sich ein Widerstand von 20 000 Ohm, der von einer Kapazität von 200 cm überbrückt war[16]). Infolge dieser Gitterstrombegrenzung wird die Frequenzkonstanz erfahrungsgemäß besser. Von einer Trennung der Hochfrequenz und des Anodengleichstromes im Anodenstromkreis wurde abgesehen, da sie bei den geplanten Untersuchungen nicht erforderlich war. Dagegen müßte man bei Messungen an ferromagnetischen Drähten den Gleichstrom durch die übliche Blockierung vom Schwingkreis fernhalten, um eine Vormagnetisierung der Drähte zu vermeiden.

Der Sender 2 arbeitete nur bei den Wellen 330 m und 170 m in der Rückkopplungschaltung, während die Wellen 100,0 m, 48,2 m und 23,2 m durch die Grundfrequenz von Piezoquarzen festgelegt waren. Der Quarz lag wie üblich zwischen Gitter und Kathode der Röhre und war zwecks Ableitung der Gitterladung mit einem Hochohmwiderstand überbrückt.

Der aperiodische Detektorkreis war durch je eine Windung an die beiden Sender gekoppelt, die Zuleitungen wurden in geerdeten Metallröhren geführt. Als Indikatoren für die Frequenzgleichheit der beiden Sender dienten wahlweise ein Zeigergalvanometer von $5 \cdot 10^{-6}$ A Empfindlichkeit oder ein Telefon in Verbindung mit einem Niederfrequenzverstärker. Der Sender 2 war vollständig gekapselt, Sender 1 dagegen war nicht abgeschirmt, um störende Einflüsse der Metallwände auf zu untersuchende Drähte zu vermeiden. Kapazitive Beeinflussungen des Senders I durch den Beobachter traten nicht auf, da dieser stets mehrer Meter vom Sender entfernt war.

Der Sender 1 enthielt neben einem Drehkondensator von max. 200 cm Kapazität im allgemeinen noch Vacuum-Blockkondensatoren bis zu max. 2000 cm und als veränderliche Kapazität einen Zylinderkondensator nach der von Wulf[10]) angegebenen Anordnung. Dieser Kondensator war in der mechanischen Werkstatt des Techn. Phys. Instituts Jena angefertigt worden. Die Kapazitätsänderung für eine Umdrehung (1 mm Verschiebung des inneren Zylinders) betrug 0,1337 cm ± 0,0005 cm.

Beim Anschluß des Zylinderkondensators an den Hauptkondensator wurde auf möglichst kurze Leitungsführung Wert gelegt, da die Selbstinduktion der Zuleitung unter Umständen Fehler bei der Messung hervorrufen kann.

Die Selbstinduktion des Schwingkreises muß nach der eingangs angegebenen Beziehung

$$\Delta L = \frac{L}{C} \cdot \Delta C$$

möglichst klein gehalten werden, wenn kleine Selbstinduktionsänderungen große Frequenz- bzw. Kapazitätsänderungen bedingen sollen. Eine untere Grenze ist nur durch die Länge der zu untersuchenden Drähte und durch die notwendige Ankopplungswindung gegen die Gitterspule gegeben. Es gelang, L/C-Verhältnisse in der Größenordnung von 1,5 zu erreichen, während bei normalen Sendern die üblichen Werte 200 bis 1000 sind. Dementsprechend ist natürlich die Schwingungsintensität sehr gering, aber ihre Größe ist ja bei der Interferenzmethode belanglos.

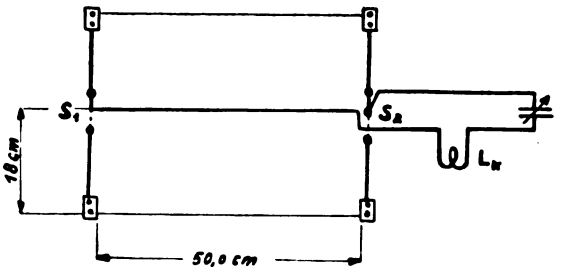


Bild 1.
Schema der Anordnung des Versuchsdrahtes.

Für die Anordnung der zu untersuchenden Drähte waren im wesentlichen folgende Gesichtspunkte maßgebend:

1. Die Rückleitung vom Meßdraht muß in möglichst großem Abstand von ihm erfolgen, um Störungen der äußeren Selbstinduktion bzw. der Stromverteilung im Draht zu vermeiden (einseitiger Skineffekt).
2. Die Selbstinduktion des Kreises soll möglichst klein sein bei möglichst großer Versuchslänge der Drähte.
3. Das Auswechseln eines Versuchsdrahtes muß ohne längere Unterbrechung des Schwingvorganges im Sender möglich sein, da beim Aussetzen des Schwingens sich normalerweise in der Röhre andere Erwärmungsverhältnisse einstellen und somit Inkonstanz der Frequenz zur Folge haben.
4. Man muß sicher unterscheiden können, ob eine gemessene Frequenzänderung ihre Ursache in einer Selbstinduktionsänderung ΔL im Kreis hat oder ob sie auf Schwankungen der Senderfrequenz zurückzuführen ist. Diese Kontrolle wird möglich, wenn der Kreis einen unveränderlichen Normaldraht enthält, der bei jeder Messung einmal eingeschaltet wird und der nur bei konstanter Frequenz stets die gleiche Kondensatorstellung ergibt.
5. Die Vergleichung der Selbstinduktionen zweier Drähte muß beliebig oft wiederholbar sein.

Die Versuchslänge der Drähte betrug durchgehend 50,0 cm. Der Draht bildete die Längsseite einer rechteckigen Drahtwindung mit den Seitenlängen von ca. 53 bzw. 18 cm. Zur Rückkopplung auf das Gitter diente eine Spule L_k. Diese Spulen waren auswechselbar und hatten 1—11 Windungen bei ca. 10 cm ∅. Beim Auswechseln des Drahtes wurde dieser durch zwei Schalter S_1 und S_2 doppelpolig abgeschaltet und der Schwingkreis auf ein geometrisch vollkommen gleiches Drahtrechteck umgeschaltet (Bild 1). Der Umschaltvorgang erfolgte gleichzeitig an beiden Schaltern und wurde durch eine Hartgummistange vom Beobachtungsplatz aus ausgelöst. Die Umschaltung er-

Digitized by Google

folgte jeweils in Bruchteilen von Sekunden, sodaß die Unterbrechungszeit der Schwingungen ganz unbedeutend war.

Eichung der Anordnung.

Es war nun erforderlich, durch geeignete Methoden die Anordnung zu eichen, d. h. es mußte der Proportionalitätsfaktor zwischen den Umdrehungszahlen der Kondensatorspindel und den Selbstinduktionsänderungen in cm gesucht werden. Man muß zu diesem Zweck einmal die Größe der Kapazitätsänderung kennen und fernerhin das Verhältnis L/C.

Die „Konstante" des Zylinderkondensators läßt sich aus den geometrischen Abmessungen der Zylinder leicht berechnen. Für den benutzten Kondensator hatte sie den bereits angegebenen Wert von 0,1337 cm pro Umdrehung der Spindel.

Für die Ermittlung des Verhältnisses L/C gibt es mehrere Wege, die aber zum Teil auf der Voraussetzung fußen, daß der Sender 1 in der Eigenfrequenz seines Anodenkreises schwingt. In Wirklichkeit ist aber diese Bedingung nicht immer erfüllt.

Die Senderfrequenz ist zwar bei der verwendeten induktiven Rückkopplungsschaltung sehr angenähert gleich der Eigenfrequenz des Anodenschwingkreises; es treten aber doch Abweichungen auf, da auch der Widerstand im Kreis und die Gitterströme der Röhre mitbestimmend für die Frequenz sind.

a) Erniedrigung von ν infolge Erhöhung der Kreisdämpfung.

Aus der strengen Gleichung für ν

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L_H C_F} - \left(\frac{R_\Omega}{2L_H}\right)^2} = \nu_0\sqrt{1 - \frac{R^2 C_F}{4 L_H}}$$

ergibt sich durch Differentiation nach R:

$$\Delta\nu = \nu_0 \frac{R \cdot \Delta R \cdot C_{cm}}{L_{cm}} \cdot \frac{1}{3600}\,\text{Hertz}$$

Eine Abschätzung der hierdurch bedingten Frequenzänderung ist nur dann möglich, wenn man die Bestimmungsstücke des Schwingkreises und die verwendete Frequenz kennt. Die auftretende Frequenzänderung ist jedoch selbst bei ungünstigen Verhältnissen stets klein und kann im allgemeinen vernachlässigt werden.

b) Aenderung der Senderfrequenz durch Störung der Phasenbilanz.

Für den stationären Schwingzustand eines Senders, d. h. für konstante Frequenz, muß stets die sog. Phasenbilanz erfüllt sein[11]). Diese Bedingung sagt aus: Der Anodenstrom muß über den Schwingkreis, die Rückkopplung und die Röhre einen Anodenstrom hervorrufen, der dem ursprünglichen in der Phase gleicht; andernfalls steigt oder fällt die Frequenz so lange, bis sich die Phasengleichheit automatisch eingestellt hat.

Unter der Voraussetzung des Bestehens der Phasenbilanz läßt sich die Arbeitsfrequenz eines Senders unter den verschiedensten Bedingungen berechnen. Diese Rechnungen sind von Möller[11]) und von Joos[12]) durchgeführt worden.

Für das vorliegende Problem der Selbstinduktionsmessungen interessiert der Fall, daß sich der ohmsche Widerstand im Selbstinduktionszweig des Schwingkreises befindet (Bild 2). In diesem Fall ergibt sich gegenüber der Frequenz

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_H C_F}}, \qquad \omega_0 = 2\pi\nu_0$$

für den idealen widerstandsfreien Kreis eine Frequenzänderung:

$$\Delta\omega = \frac{D \cdot R^2}{2L\omega_0(L_{1g} - DL)}$$

wobei D den Durchgriff der Röhre, L die Anodenkreisselbstinduktion, L_{1g} die gegenseitige Induktion zwischen Anoden- und Gitterspule bedeuten.

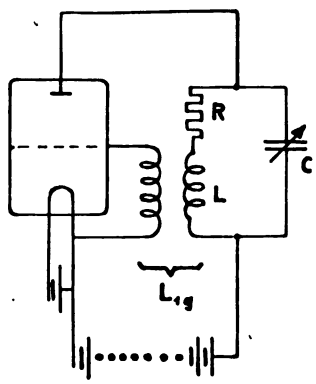


Bild 2.
Schema eines Senders mit ohmschen Widerstand in der Schwingkreisspule

Nach dieser Beziehung weicht je nach der Größe von R die Senderfrequenz mehr oder weniger von der Eigenfrequenz ω_0 des Anodenschwingkreises ab, wenn man die übrigen Größen L, D und L_{1g} konstant hält.

c) Einfluß des Gitterstromes auf die Senderfrequenz.

Die Frequenzänderungen, die durch Gitterströme bedingt sind, sind eingehend von H. Knauer in seiner Jenaer Dissertation 1922 untersucht worden. Wesentlich ist hier die Tatsache, daß der Einfluß des Gitterstromes bei der Anordnung des obigen Schaltbildes (R auf der induktiven Seite des Kreises) verschwindend klein ist.

Es sei an dieser Stelle erwähnt, daß es durch geeignete Maßnahmen (symmetrische Verteilung von R' und L'_{1g} auf Selbstinduktionszweig und Kapazitätszweig) stets möglich ist, einen Sender zu konstruieren, der in der Eigenfrequenz seines Schwingkreises arbeitet, bei dem also die unter b) behandelten Einflüsse vernachlässigt werden können. Diese letztere Anordnung empfiehlt sich, wenn mit dem Ueberlagerungsverfahren, etwa bei serienmäßigen Fabrikationskontrollen, Selbstinduktionen von Drähten oder Spulen mit bekanntem Widerstand gemessen werden sollen.

Ich will zunächst noch die verschiedenen Wege zur Bestimmung des Verhältnisses L/C angeben, bevor ich näher darauf eingehe, in welcher Weise den Einflüssen des Widerstandes und der Gitterströme praktisch Rechnung getragen wird.

Der Faktor L/C kann auf verschiedene Weise ermittelt werden.

Digitized by Google

1. Bestimmung durch Frequenzmessung und Kapazitätsmessung.

Mit einem Wellenmesser wird möglichst genau die Senderwelle bestimmt und sodann mit einer Kapazitätsmeßbrücke die Schwingkreiskapazität gemessen. Dann gilt:

$$\frac{L}{C} = \left(\frac{\lambda_{cm}}{2\pi C_{cm}}\right)^2$$

Diese Methode verlangt eine genaue Wellen- und eine genaue Kapazitätsmessung.

2. Bestimmung der Kreiskapazität mit Hilfe einer Stimmgabel.

Die sich überlagernden Sender befinden sich im betriebsmäßigen Zustand und sind aufeinander abgeglichen, d. h. frequenzgleich. Ihre Frequenz wird mit einem Wellenmesser gemessen. Durch Veränderung der Kreiskapazität im Sender 1 um den meßbaren Wert ΔC wird eine Schwebungsfrequenz $\Delta \nu$ gleich der bekannten Frequenz einer Normalstimmgabel erzeugt. Dann läßt sich die Kreiskapazität C berechnen, wenn man eine Näherungsformel benutzt, nämlich:

$$\Delta \nu = \frac{\nu}{2C}\Delta C \qquad \Delta \nu = \text{Frequenz der Stimmgabel}$$

Diese Formel stellt eine abgebrochene Reihenentwicklung des Ausdruckes

$$\Delta \nu = \nu\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{\Delta C}{C}}}\right)$$

dar. Sie wurde zuerst von Pungs und Preuner[15]) angegeben. Unbekannt ist nur C und läßt sich somit berechnen. Für die Konstante L/C gilt dann:

$$\left(\frac{L}{C} = \frac{c^2 \nu \Delta}{\nu^2 \cdot \Delta C}\right)^2$$

Dieser Weg ist von Vorteil, wenn die Frequenz sehr genau bekannt ist (Quarzsender) und die Kapazitätsmessung mit der Brücke relativ ungenau ist.

3. Empirische Eichung.

Die bisher angeführten Methoden zur L/C-Bestimmung haben zur Voraussetzung, daß der Sender in der Eigenfrequenz seines Arbeitskreises schwingt. Wenn diese Voraussetzung nicht zutrifft, ist die Eichung der Apparatur nur empirisch möglich.

Man geht zu diesem Zwecke folgendermaßen vor. Man setzt nacheinander in den Schwingungskreis des Senders 1 verschieden starke gerade Drähte von möglichst niedrigem Hochfrequenzwiderstand ein, deren Selbstinduktion nach den anfangs angegebenen Formeln genau berechnet werden kann. Der Selbstinduktionsunterschied je zweier Drähte sei ΔL, die zur Kompensation von $\Delta \nu$ notwendige Kapazitätsänderung sei ΔC. Dann gilt:

$$\frac{L}{C} = \left(\frac{\Delta L}{\Delta C}\right)$$

Die praktische Durchführung der Eichung erfolgte nach zwei der angegebenen Methoden, erstens durch Wellenlängen- und Kapazitätsmessung und zweitens empirisch durch Einschalten verschieden starker Kupferdrähte.

Zur Wellenmessung diente ein sog. Interferenzwellenmesser, zur Kapazitätsmessung eine Seibtsche Brücke.

Die Ergebnisse nach beiden Methoden stimmten bis auf ca. 1,5% überein. Nur bei den Wellen 48,2 und 23,2 m traten größere Abweichungen auf, die vermutlich auf die Ungenauigkeit der Kapazitätsmessungen zurückzuführen sind. Der empirischen Bestimmung wurde der größere Wert beigelegt, weil sie keinerlei Voraussetzungen über die Arbeitsfrequenz des Senders macht. Die so bestimmten Werte C/L sind bis auf ca. 1,5% bei sämtlichen Wellenlängen sicher.

Die zur empirischen Eichung verwendeten Kupferdrähte wurden auf folgende Weise hergestellt.

Aus sehr reinem Elektrolytkupferdraht von 1 mm Durchmesser wurden mit einem Zieheisen verschiedene Drahtstärken gezogen und zwar:

1. 0,916 mm
2. 0,860 „
3. 0,781 „
4. 0,651 „
5. 0,539 „

Diese Drähte zeichneten sich durch außerordentliche Gleichmäßigkeit aus. Die Dickenmessungen wurden mit einer Mikrometerschraube von Zeiß vorgenommen, und zwar wurde jeder Draht an neun Stellen in jeweils zwei aufeinander senkrechten Durchmessern gemessen. Schwankungen der Dicke lagen stets innerhalb der dritten Dezimalstelle, die noch genügend genau geschätzt werden konnte. Als mittlerer Durchmesser des Drahtes wurde der Mittelwert der 18 Messungen angenommen. Von jeder Drahtstärke wurden 3—4 Drähte hergestellt und zur Eichung benutzt. Die Selbstinduktion wurde nach den angegebenen Zenneckschen Formeln berechnet.

Bestimmung des Einflusses des Widerstandes auf die Selbstinduktionsmessung.

Es ist nun fernerhin erforderlich, die bereits angeführten Einflüsse des Widerstandes und der Gitterströme auf die Selbstinduktionsmessung zu berücksichtigen. Man kann zwar den Einfluß des Widerstandes aus den Maßen des Röhrensenders L, C, L_{1g}, D und ω rechnerisch ermitteln, dabei bleiben aber die Gitterströme noch unberücksichtigt. Einfacher ist wieder eine empirische Bestimmung des auftretenden Fehlers. Der Weg ist folgender:

Der Faktor L/C sei durch die oben angegebene Methode 3 ermittelt. Man setzt jetzt eine Reihe von Drähten ein, die berechenbare, wenig verschiedene Selbstinduktionen haben, aber sehr verschiedene Widerstände. Die gemessenen scheinbaren Selbstinduktionsunterschiede ergeben gegen die berechneten wahren Selbstinduktionsänderungen Differenzen, nämlich die Fehlmessung, ausgedrückt in cm Selbstinduktion, in Abhängigkeit vom Widerstand. Man zeichnet sich diese Funktion $\Delta L' = f(\Delta R)$ kurvenmäßig auf und kann dann an gemessenen Selbstinduktionswerten Korrektionen anbringen. Auch die Werte der ursprünglichen L/C-Bestimmung kann man so rückwärts nochmals mit Korrektionen versehen, da natürlich die Eichdrähte auch stets Widerstanddifferenzen aufweisen. In praxi ist die sich er-

Digitized by Google

gebende endgültige Konstante L/C meist nur wenig von der ursprünglichen verschieden.

Die letztangeführte Methode setzt nichts weiter voraus als eine Kenntnis der Senderfrequenz, die keineswegs genau zu sein braucht, und sie gestattet, sämtliche frequenzändernden Einflüsse, u. a. auch die durch Gitterströme bedingten, zu eliminieren.

Bei den vorliegenden Untersuchungen wurden diese Bestimmungen praktisch mit vier Drähten vorgenommen. Es kamen zur Verwendung:

1. Kupferdraht 0,916 mm ∅
2. Messingdraht 0,988 mm ∅
3. Konstantandraht 1,00 mm ∅
4. Konstantandraht 0,80 mm ∅

Die Widerstandserhöhung ΔR im Kreis wurde stets auf den Kupferdraht 1 bezogen, da letzterer bei den meisten Messungen als Normaldraht mit bekanntem L diente (Bild 3).

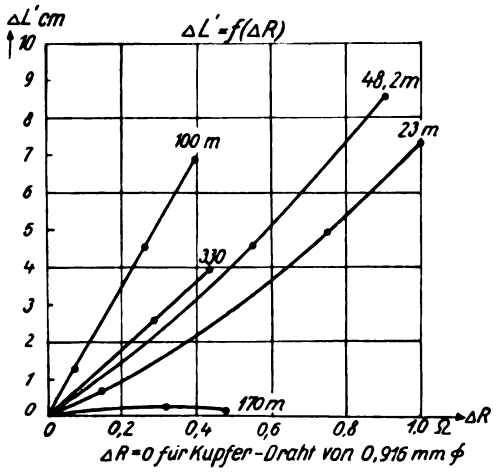


Bild 3.
„Scheinbare" Selbstinduktionsänderungen infolge von Widerstandsänderungen im Kreis.

Die für die Berechnung der Selbstinduktion und des Widerstandes der Drähte notwendige Bestimmung des Gleichstromwiderstandes erfolgte in einer Thomson'schen Doppelbrücke.

Ueberprüfung der Apparatur.

Vor den eigentlichen Messungen wurde die Apparatur eingehend überprüft, um etwa noch vorhandene Fehlerquellen der Anordnung zu erkennen und gegebenenfalls zu beseitigen.

1. Bestimmung des linearen Bereichs des Zylinderkondensators.

Eine kleine Hilfskapazität von ca. 3,2 cm wurde parallel zum Kondensator geschaltet, und es wurde festgestellt, welche Drehungszahlen der Kondensatorspindel notwendig waren, um die Zusatzkapazität zu kompensieren. Dieser Vorgang wurde mehrmals wiederholt, indem die Kapazität jeweils in einem anderen Bereich des Zylinderkondensators kompensiert wurde. Die Abhängigkeit der notwendigen Drehungszahlen der Spindel von der Stellung des verschiebbaren Zylinders relativ zum festen gibt ein Bild der Charakteristik. Ein mittlerer Bereich von ca. 60 Spindelumdrehungen war vollkommen linear; auf ihm wurde bei den folgenden Messungen stets gearbeitet.

2. Einfluß des abgeschalteten Drahtes auf die Senderfrequenz.

Der abgeschaltete Draht ist stets in gewissem Maße mit dem Schwingkreis verkoppelt. Um die Größe seines Einflusses auf die Frequenz festzustellen, wurde er einmal gänzlich entfernt. Es ergab sich dabei, daß die durch ihn bedingten Störungen stets so gering sind, daß sie vernachlässigt werden dürfen, vor allem, daß sie bei allen eingeschalteten Drähten stets die gleiche Größe haben.

3. Einfluß des Bodenabstandes des Drahtes auf die Messung.

Es war zu befürchten, daß der kapazitive Einfluß des Bodens die Selbstinduktionsmessung fälscht. Deshalb wurde eine bekannte Selbstinduktionsänderung ΔL bei verschiedenen Bodenabständen des Drahtes (4 cm, 25 cm) gemessen. Es ergaben sich keine Unterschiede, so daß also ein merklicher Fehler durch kapazitive Störungen des Bodens nicht zu erwarten ist. Aus Gründen der mechanischen Festigkeit wurden die Einspannklötze für den Draht in nur 4 cm Abstand über dem Grundbrett angeordnet, um Deformationen des Schwingungskreises durch den Zug der gespannten Drähte zu vermeiden.

4. Einfluß der Einspann- und Schaltunregelmäßigkeiten.

Bei der außerordentlichen Empfindlichkeit der Interferenzmethode gibt jede seitliche Verlagerung der zu messenden Drähte zu Meßfehlern Anlaß. Um dem Draht eine genaue definierte Lage zu geben, waren deshalb in die Einspannklötze Führungsrinnen eingefräst, in denen der Draht während der Einspannung festlag.

Wiederholte Messungen am gleichen Draht nach mehrfachem Ein- und Ausspannen ergaben stets Werte, die maximal um ca. 0,1 cm Selbstinduktion voneinander abwichen, so daß dieser Fehler als der größtmögliche angesehen werden kann.

Auch die Unregelmäßigkeiten durch die Umschaltung wurden durch Häufung der Messungen bestimmt. Jeder zu untersuchende Draht wurde mindestens achtmal an- und abgeschaltet. Die bisweilen auftretenden Fehlschaltungen hoben sich so deutlich gegen die übrigen Werte ab, daß sie als solche sofort erkannt und von der Mittelwertsbildung ausgeschlossen werden konnten.

5. Einfluß des variierten L/C.

Einzelne Selbstinduktionsmessungen wurden bei stark verändertem L/C vorgenommen (L/C 5—75). Störungen durch kapazitive Nebenschlüsse hätten sich hierbei in abweichenden Meßresultaten äußern müssen. Es waren aber keine Unterschiede feststellbar, die außerhalb der Fehlergrenzen lagen.

6. Frequenzkonstanz.

Die von anderer Seite[6]) gemachten Erfahrungen zur Vermeidung von Frequenzschwankungen waren beim Aufbau der Sender weitgehend verwertet worden, so daß Fehler durch Inkonstanz der Frequenz vernachlässigt werden konnten.

Digitized by Google

Meßgenauigkeit. Festsetzung der Größenangabe der Meßwerte.

Unter Berücksichtigung aller Einflüsse die störend auftreten können, sind bei der verwendeten Methode im Wellenbereich 300—20 m Selbstinduktionsunterschiede zwischen zwei Drähten bis auf 0,2 cm genau meßbar. Dieser Wert entspricht ca. $0{,}3^0/_{00}$ der Gesamtselbstinduktion eines 1 mm starken Meßdrahtes von 50 cm Länge.

Dagegen lassen sich weit kleinere Effekte sehr genau nachweisen, wenn der untersuchte Draht Selbstinduktionsänderungen erfährt, während er in die Apparatur eingeschaltet ist (z. B. bei der Oxydation des Drahtes). Auf diese Weise sind nämlich die Fehler, die durch das Ein- und Ausspannen des Drahtes entstehen, vollkommen zu vermeiden. Die so erreichbare Empfindlichkeit beträgt ca. 0,015 cm oder $2 \cdot 10^{-5}$ der Gesamtselbstinduktion des Meßdrahtes.

Es wird in den kommenden Abschnitten über die Messungen an Drähten mehrfach notwendig sein, Zahlenangaben über die Größen der auftretenden Effekte zu machen. Eine Angabe in Absolutwerten, also in cm Selbstinduktion, empfiehlt sich nicht, weil die so erhaltenen Werte noch von der verwendeten Anordnung, insbesondere der Versuchslänge des Drahtes abhängen. Die Angaben sollen deshalb stets auf die Gesamtselbstinduktion L bezogen werden und bedeuten somit die prozentuale Aenderung der gesamten Selbstinduktion infolge irgendeines Effektes.

Herstellung von Drähten mit metallischen Ueberzügen.

Für die Durchführung der Untersuchungen war es nunmehr erforderlich, geeignetes Drahtmaterial zu beschaffen bzw. Spezialdrähte selbst herzustellen.

Der größte Teil des verwendeten Materials erforderte keine oder verhältnismäßig geringe Vorbehandlung, so daß diese jeweils bei den betreffenden Messungen beschrieben werden kann. Dagegen war die Herstellung der Drähte mit metallischen Mänteln, die der Bestätigung der Försterlingschen Theorie dienten, wesentlich komplizierter und soll im folgenden kurz geschildert werden.

Die verwendeten Kerndrähte hatten durchgehends eine Stärke von 1 mm. Diese Wahl sollte einmal eine gewisse Einheitlichkeit in die Untersuchungen bringen, und ferner hatte die Erfahrung gelehrt, daß sich Drähte dieser Stärke noch gut „geradlinig" ausspannen ließen, ohne sich zu dehnen, während schwächere empfindlich gegen Streckung waren, stärkere aber ohne Anwendung großer Zugkräfte leicht Krümmungen behielten.

Es wurden folgende Bimetalldrähte hergestellt:

a) Drähte geringer Leitfähigkeit mit gutleitenden Mänteln.

1. Drähte aus technischem Kupfer mit Mänteln aus Elektrolytkupfer.
2. Messingdrähte mit Kupfermänteln.
3. Konstantandrähte mit Kupfermänteln.

b) Drähte guter Leitfähigkeit mit Mänteln schlechterer Leitfähigkeit.

Kupferdrähte mit Zinnmänteln.

Die zur Herstellung der galvanischen Ueberzüge verwendete Anordnung glich im wesentlichen der von Trautmann benutzten. Der Draht wurde koaxial in einem Rohr ausgespannt, das zugleich als Anode diente. Die Isolation zwischen Rohr und Draht bildeten paraffinierte Holzstopfen, die in das Rohr eingepaßt waren. Der Draht wurde durch eine zylindrische Schraubenfeder gespannt gehalten. Während des Galvanisierens strömte der Elektrolyt langsam durch das Anodenrohr, um Konzentrationsänderungen der Lösung und damit verbundene Ungleichmäßigkeiten des Niederschlags zu verhindern.

Die galvanischen Ueberzüge wurden auf ca. 56 cm Länge der Drähte aufgebracht, während die Versuchslänge der Drähte nur 50,0 cm betrug. Dadurch gingen evtl. vorhandene Unregelmäßigkeiten an den Enden der Ueberzüge nicht in die Selbstinduktionsmessungen ein.

Der Galvanisierung der Drähte ging stets die übliche Reinigung mit Schmirgel, Aether und Wiener Kalk voraus.

Die Schichtdicken der Mäntel wurden durch Wägung des Niederschlages bestimmt. Die Wägung der Drähte in gestrecktem Zustand, wie sie Trautmann vornimmt, war leider aus technischen Gründen nicht durchführbar. Es scheint aber durch die vorsichtige Krümmung zu einer Schleifenwindung kein Einfluß auf das Hochfrequenzverhalten eingetreten zu sein.

Für die Verkupferung diente als Anode ein gezogenes Kupferrohr, für die Verzinnung ein Rohr aus reinem Zinn, wie es für pharmazeutische Destillierapparate verwendet wird. Die Zusammensetzung der Elektrolyte entstammte Rezepten von Roseleur.*)

Während die Kupferniederschläge stets außerordentlich gleichmäßig waren, so daß selbst die starken Schichten in einem ununterbrochenen Prozeß hergestellt werden konnten, bildeten sich bei der Verzinnung nach einigen Stunden stets Verschmutzungen des Drahtes, so daß dieser von Zeit zu Zeit durch Abspülen und Polieren mit Wiener Kalk gereinigt werden mußte. Diese notwendige Behandlung scheint allein die Ursache dafür zu sein, daß die Kurvenpunkte bei den verzinnten Kupferdrähten verhältnismäßig stark streuen, im Gegensatz zu den Werten der verkupferten Drähte.

IV. Meßergebnisse.

1. Verkupferte Kupferdrähte.

Durch diese Untersuchungen sollte festgestellt werden, ob eine Verdickung des Drahtes durch einen Ueberzug des galvanisch niedergeschlagenen Kupfers lediglich eine Selbstinduktionsänderung hervorbringt, die durch die Verstärkung des Querschnittes bedingt ist, oder ob sich Oberflächeneinflüsse merklich geltend machen. Das Ergebnis war folgendes:

Die Selbstinduktionsabnahme, die durch die Verkupferung eintritt, ist bei sämtlichen Frequenzen

*) Kupferbad: Für 1 Liter Bad 200 g krist. Kupfersulfat, 30 g konz. Schwefelsäure. Stromdichte 0,5 A/dm². Zinnbad: Für 1 Liter Bad 18 g Zinnchlorür geschmolzen, 35 g Natriumpyrophosphat, Stromdichte 0,25 A/dm². Vor Benutzung wurde die Lösung filtriert.

Digitized by Google

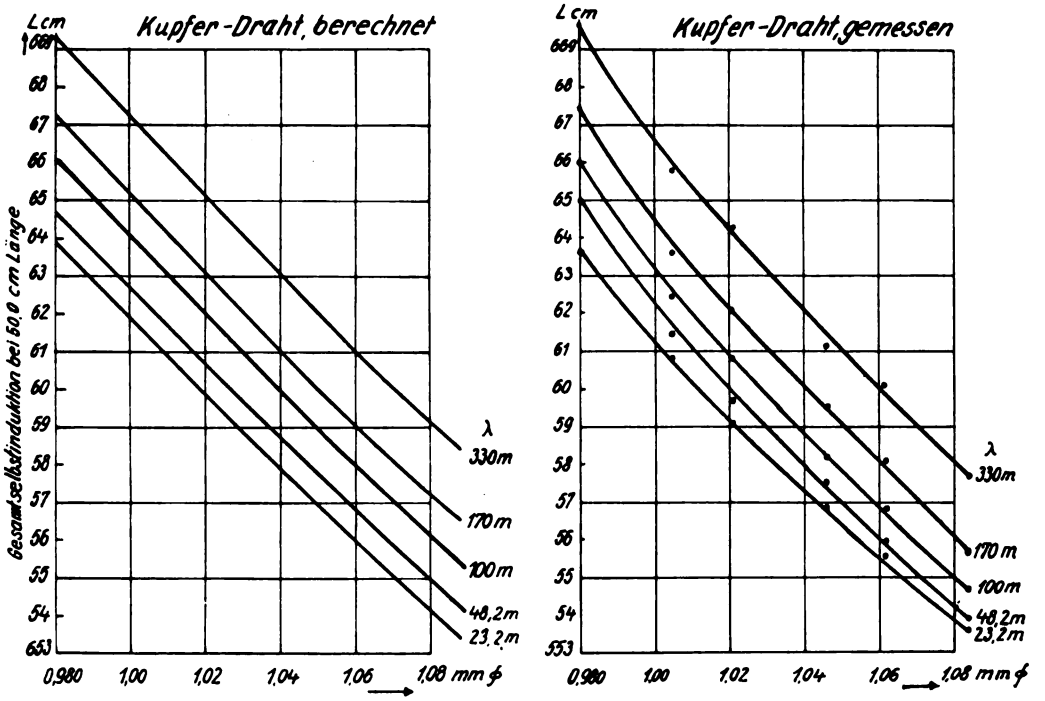


Bild 4.
Gesamtselbstinduktion von verkupferten Kupferdrähten.

etwas größer als die berechnete Abnahme (Bild 4). Die Erklärung für diese Erscheinung dürfte darin zu suchen sein, daß der Kerndraht aus verhältnismäßig schlecht leitendem technischen Kupfer besteht, das durch das übliche Ziehen bei Rotglut an der Oberfläche durch Verunreinigung noch schlechter leitend wird. Das Elektrolytkupfer des Mantels hat demgegenüber merklich bessere Leitfähigkeit und übernimmt deshalb im wesentlichen die Stromleitung, wie es nach der Försterling schen Rechnung auch zu erwarten ist.

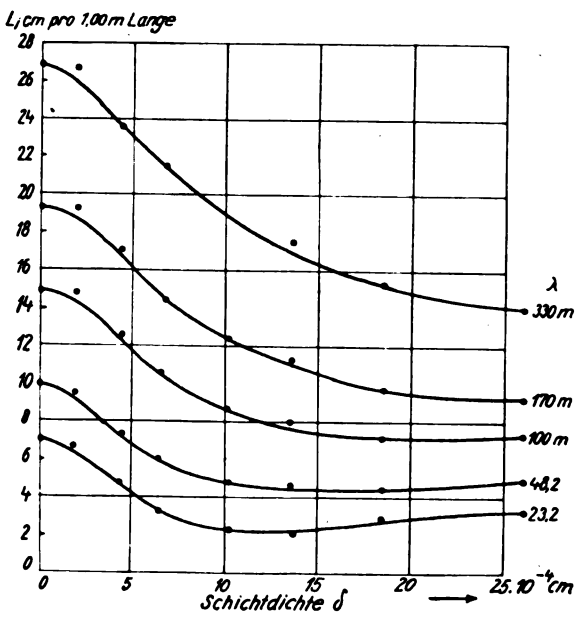


Bild 5.
Innere Selbstinduktion von verkupferten Messingdrähten.

2. Verkupferte Messingdrähte.

Als Kerndrähte dienten hartgezogene polierte Messingdrähte von 0,988 mm ∅. Der spezifische Widerstand betrug $\varrho_0 = 0{,}066$ Ohm m/mm². Die 8 verwendeten Drähte entstammten einem 5 m langen Stück. Durch Vergleich ihrer Selbstinduktion vor der Verkupferung war ihre Gleichmäßigkeit gewährleistet.

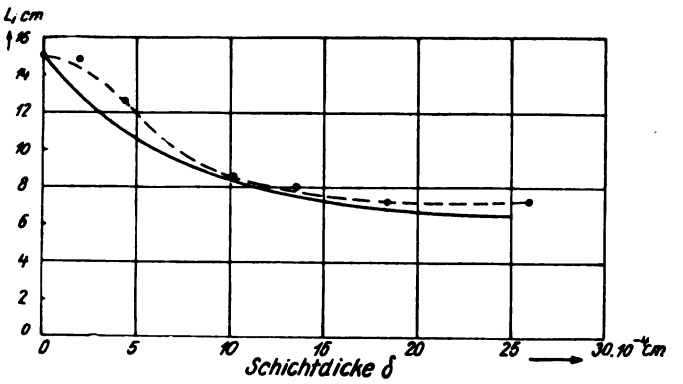


Bild 6.
Innere Selbstinduktion von verkupferten Messingdrähten bei $\lambda = 100$ m.
——— berechnet, – – – – gemessen.

Die Selbstinduktionswerte der verkupferten Messingdrähte wurden gegen einen Kupferdraht von 0,916 mm ∅ gemessen, der auch als Eichdraht für die Bestimmung des Faktors L/C gedient hatte.

Die Kurven von Bild 5 stellen den Verlauf der inneren Selbstinduktion in Abhängigkeit von der Dicke des Kupferüberzugs dar. Bild 6 gibt für $\lambda = 100$ m einen Vergleich der gemessenen mit der berechneten Kurve.

Die Messingdrähte mit dünnen Mänteln bis zu ca. 10,3 cm wurden mit einer Korrektion ihrer ge-

Digitized by Google

messenen Werte versehen, da ihre Selbstinduktion infolge größeren Widerstandes gegenüber dem Kupferdraht etwas zu groß gemessen wurde. Der Korrekturfaktor wurde folgendermaßen ermittelt. Nach den Försterlingschen Formeln wurde annähernd der Widerstand der Drähte bei verschiedenen Mantelstärken berechnet. Aus den empirisch ermittelten

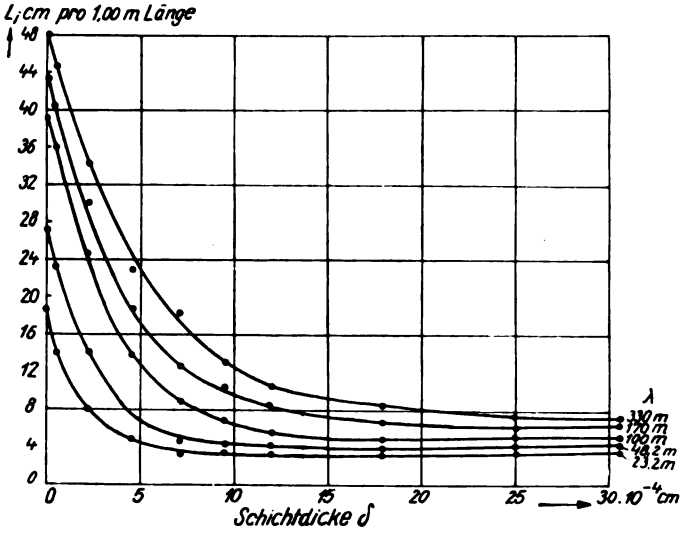


Bild 7.

Innere Selbstinduktion von verkupferten Konstantandrähten.

Kurven (Bild 3) $\Delta L' = f(\Delta R)$ wurde dann der Korrekturwert $\Delta L'$ entnommen, um den die Selbstinduktion des Drahtes zu groß gemessen war. Dieses Vorgehen mag bedenklich erscheinen, denn es setzt voraus, daß man den Widerstandsverlauf des verkupferten Drahtes kennt, der ja analog dem Verlauf der inneren Selbstinduktion ist. In Wirklichkeit ist aber die Kenntnis des Widerstandes keineswegs kritisch, denn die Abhängigkeit der Senderfrequenz von R ist natürlich viel geringer als von L, so daß die Korrektur nur wenige Prozente der gemessenen Selbstinduktionsänderungen ausmacht. Immerhin erhalten dadurch die Werte der inneren Selbstinduktion der Drähte bei geringen Mantelstärken eine Unsicherheit von ca. 2,5 %.

Der Vergleich der Messungen mit der Försterlingschen Theorie wurde bei einer Mantelstärke von 10^{-3} cm vorgenommen. Diese Werte der inneren Selbstinduktion sind nicht mehr mit einer Korrektur versehen, da diese unterhalb von 1 % liegt. Die berechneten und gemessenen inneren Selbstinduktionen stimmen durchweg bis auf zirka 2% überein. Die Abweichungen sind nicht systematisch und liegen innerhalb der Fehlergrenzen. Nur bei $\lambda = 330$ m ist der gemessene Wert um ca 3% kleiner als der berechnete. Hier ist die Voraussetzung für die Gültigkeit der Theorie, nämlich geringe Eindringtiefe der Wellen in den Leiter, am schlechtesten erfüllt.

In sämtlichen Kurven liegt der Wert mit $1{,}86 \cdot 10^{-4}$ cm Mantelstärke sehr hoch. Es ist fraglich, ob der sich dadurch ergebende Wendepunkt der Kurve reell ist. Vermutlich ist diese Erscheinung auf die Ungenauigkeit der Manteldickenbestimmung zurückzuführen, die naturgemäß bei solchen geringen Mantelstärken auftritt. Nach der Theorie von Försterling ist dieser Wendepunkt nicht zu erwarten.

3. Konstantandrähte mit Kupfermantel.

Als Kerndrähte dienten Konstantandrähte von 1,00 mm ∅ und einem spezifischen Widerstand von $\varrho_0 = 0{,}494$ Ohm m/mm². Das Kurvenbild (Bild 7) ist im wesentlichen dasselbe wie bei den Messingdrähten. Die Korrektionen der Werte erstrecken sich bis auf $17{,}8 \cdot 10^{-4}$ cm Dicke des Mantels.

Typisch ist der außerordentlich steile Abfall der Selbstinduktion schon bei sehr schwachen Ueberzügen und das Zusammenlaufen der Kurven über einen gewissen Bereich der Schichtdicken des Mantels. Charakteristisch ist in diesem Gebiet die geringe Abhängigkeit der inneren Selbstinduktion von der Frequenz. Die gleiche Erscheinung tritt auch bei den Widerstandsmessungen von Trautmann an Eisendrähten mit Kupfermänteln deutlich auf. Das Kupfer übernimmt hier den Hauptteil der gesamten Stromführung, zeigt aber infolge seiner geringen Schichtdicke noch keinen merklichen Skineffekt[3]).

Der Vergleich der gemessenen mit den nach Försterling berechneten Werten der inneren Selbstinduktion wurde wiederum bei einer Mantelstärke von $2 \cdot 10^{-3}$ cm vorgenommen. Auch hier ist die Uebereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut. Nur der Wert bei $\lambda = 330$ m ist um ca. 35 %

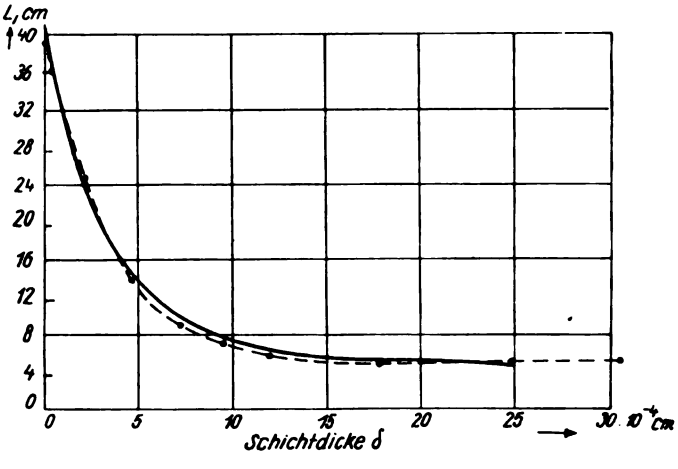


Bild 8.

Innere Selbstinduktion von verkupferten Konstantandrähten bei $\lambda = 100$ m.

——— berechnet, – – – – gemessen.

kleiner als der berechnete, da natürlich für den Konstantandraht bei dieser Welle die Voraussetzungen der Theorie keineswegs erfüllt sind. Die bei $\lambda = 100$ m gemessene Kurve zeigt eine gute Uebereinstimmung mit der berechneten (Bild 8).

4. Kupferdrähte mit Zinnmänteln.

Der Kerndraht bestand aus 1,001 mm starkem Hartkupferdraht. $\varrho_0 = 0{,}0179$ Ohm $\frac{\text{m}}{\text{mm}_2}$. Die Werte der Selbstinduktionsmessungen streuen etwas, offensichtlich infolge gewisser Ungleichmäßigkeiten der Verzinnungen, auf die bereits hingewiesen wurde.

Der Verlauf der Kurven ist jedoch deutlich zu erkennen. Die gesamte Selbstinduktion bleibt über einen gewissen Bereich der Schichtdicke des Zinns ziemlich

Digitized by Google

konstant. Die innere Selbstinduktion L_i (Bild 9) nimmt also entsprechend zu, da ja die äußere Selbstinduktion durch die Verstärkung des Drahtes abnimmt. Korrektionen sind an den Werten nicht angebracht worden, da der Widerstand gegenüber dem des Kupferdrahtes nur unwesentlich verschieden ist.

Bild 10 stellt den Vergleich der gemessenen Kurve der inneren Selbstinduktion bei $\lambda = 170$ m mit der berechneten dar.

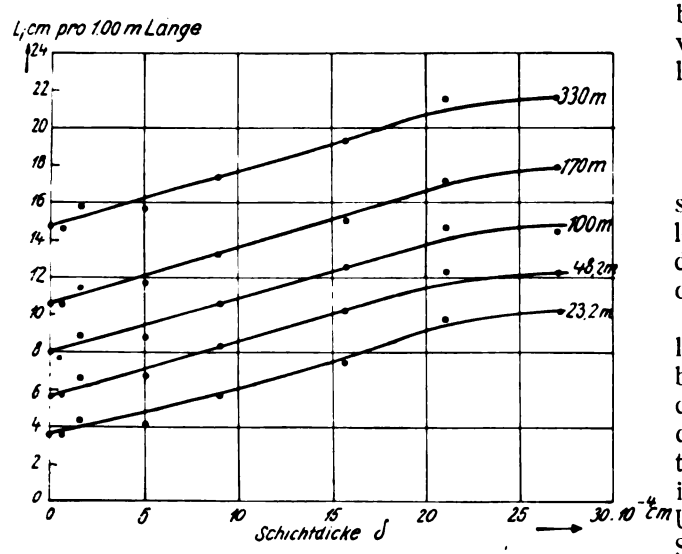


Bild 9.
Innere Selbstinduktion von verzinnten Kupferdrähten.

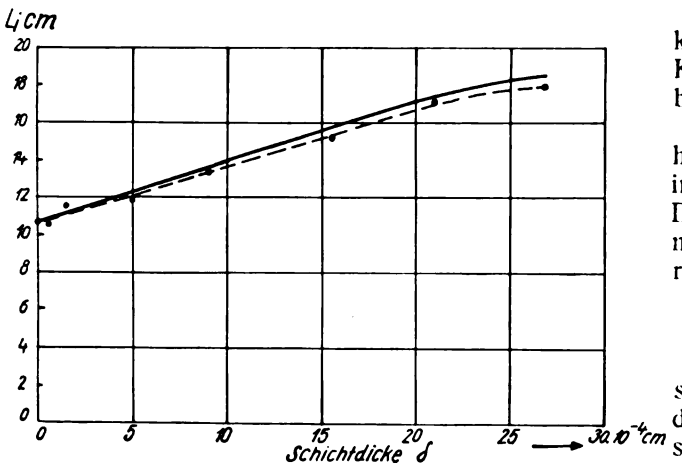


Bild 10.
Kupferdraht mit Zinnmantel $\lambda = 170$ m;
——— berechnet, — — — — gemessen.

Untersuchungen an Drähten mit nichtleitenden Ueberzügen.

1. Oxydierter Kupferdraht.

Ein Kupferdraht von 1 mm ⌀ wurde eingespannt und seine Selbstinduktion durch eine Kapazitätsänderung in der üblichen Weise kompensiert. Sodann wurde mittels eines Bunsenbrenners der Draht möglichst gleichmäßig solange geglüht, bis er deutliche Anlauffarben zeigte. Die auftretende Differenz der Selbstinduktion gegen den ursprünglichen Wert wurde dann gemessen. Diese Untersuchungen wurden bei sämtlichen Wellenlängen von 330 m bis 23 m an jeweils neuen Drähten durchgeführt.

Es trat bei sämtlichen Wellenlängen eine Zunahme der Gesamtselbstinduktion von 0,2 bis 0,75 ‰ ein. Ein Einfluß durch Skineffekt scheint jedoch nicht vorzuliegen, sondern die Vergrößerung der Selbstinduktion ist lediglich darauf zurückzuführen, daß der Leiterquerschnitt um den Betrag verringert ist, der durch die Oxydation des Kupfers verloren geht. Dieses Ergebnis ist auch nach den Untersuchungen von Streintz[17]) über die Leitfähigkeit von CuO begründet. Streintz fand, daß das CuO bei gewöhnlichen Temperaturen ein vollkommener Nichtleiter ist.

2. Oxydierte Konstantandrähte.

Es wurden je 6 blanke Konstantandrähte untersucht und gegen 6 oxydierte verglichen. Diese letzteren entstammen dem gleichen Drahtmaterial wie die blanken Drähte und waren fabrikationsmäßig oxydiert worden.

Die Messungen ergaben bei sämtlichen Wellenlängen für die oxydierten Drähte einen um ca. 1,2 bis 1,3 ‰ größeren Selbstinduktionswert. Auch hier deutet die vollkommene Unabhängigkeit von der Frequenz darauf hin, daß die Abnahme der Selbstinduktion lediglich auf eine Dickenänderung des Drahtes infolge der Oxydation zurückzuführen ist. Eine Ueberschlagsrechnung ergibt für die Oxydschicht eine Stärke von ca. $4 \cdot 10^{-4}$ cm.

3. Berußte Drähte.

Durch Berußen mit einer Terpentinflamme wurde künstlich eine Verschmutzung der Oberfläche von Kupferdrähten erzeugt, wie sie in Wirklichkeit etwa bei Antennen auftritt.

Ein Einfluß des Rußes war jedoch nicht mit Sicherheit nachzuweisen. Minimale Zunahmen der Selbstinduktion (0,03 ‰), die auch nach dem Reinigen des Drahtes blieben, sind wahrscheinlich auf die unvermeidliche Oxydation des Drahtes beim Berußen zurückzuführen.

4. Isolierte Drähte.

Sehr eingehend wurde eine Reihe isolierter Drahtsorten untersucht, die in liebenswürdiger Weise von der Firma C. I. Vogel, Berlin, zur Verfügung gestellt worden waren.

Lindemann[18]) hatte schon 1911 im Wellenbereich 6000—300 m eingehende Untersuchungen an Spulen mit isoliertem Draht vorgenommen und einen stark frequenzabhängigen Einfluß der Isolation auf den Spulenwiderstand festgestellt. Es lag deshalb die Vermutung nahe, daß bei kurzen Wellen schon die Isolation gerader Drähte genügt, um ihre wirksame Selbstinduktion merklich zu verändern.

Voruntersuchungen an gummiisolierten Klingeldrähten ergaben in der Tat eine deutliche Vergrößerung der Selbstinduktion infolge der Gummiisolation. Auch eine Frequenzabhängigkeit in der Richtung steigenden Einflusses der Isolation mit wachsender Frequenz wurde beobachtet. Während bei $\lambda = 330$ m die gemessene Gesamtselbstinduktion infolge der Gummiisolation um 0,7 ‰ vergrößert wurde, stieg dieser Einfluß bei $\lambda = 48$ m auf 1,5 ‰ und bei $\lambda = 23$ m sogar bis auf 4 ‰.

Digitized by Google

Die Untersuchungen dagegen an den schwach isolierten Drähten der Firma Vogel fielen durchweg negativ aus. Untersucht wurden 1 mm starke Kupferdrähte.

Art der Isolation:

1. Schwarzer Emaillelack, 2 % Dickenzunahme durch die Lackschicht,
2. Schwarzer Emaillelack, 4 % desgl.
3. Rubinlack, 2 % desgl.
4. Rubinlack, 4 % desgl.
5. Seide, einfache Umspinnung,
6. Seide, zweifache Umspinnung,
7. Baumwolle, einfache Umspinnung,
8. Baumwolle, zweifache Umspinnung.

Bei den umsponnenen Drähten wurde eine Drahtlänge von ca. 5 m in 10 gleiche Teile geteilt und von jedem zweiten Draht die Isolation entfernt. Je 5 blanke Drähte wurden dann mit 5 isolierten verglichen und der Mittelwert der Ergebnisse gebildet. Auf diese Weise hätte sich zum mindesten statistisch ein Einfluß der Isolation zeigen müssen, falls er vorhanden war.

Bei den lackierten Drähten war es leider nicht möglich, ohne Beschädigung der Drähte die Isolation zu entfernen. Es kamen deshalb nur Relativmessungen in Frage, d. h. es hätte sich nur eine etwa vorhandene Frequenzabhängigkeit des Isolationseinflusses nachweisen lassen. Es war jedoch keinerlei Effekt zu beobachten.

Zusammenfassend ist über diese Untersuchungen zu sagen, daß im Wellenbereich von 300—20 m ein Einfluß einer hochwertigen Isolation auf die Selbstinduktion gerader Drähte nicht vorhanden ist. Damit dürfte auch der Hochfrequenzwiderstand durch die Isolation nicht merklich verändert werden. Untersuchungen in dieser Richtung müssen jedoch noch angestellt werden.

Drähte mit elektrolytischen Mänteln.

Trautmann hatte seinen Widerstandsmessungen auch eine Reihe von Untersuchungen angegliedert, bei denen der Draht von einem elektrolytischen Leiter als Mantel umgeben war. Aehnliche Messungen sollten auch bei den Selbstinduktionsuntersuchungen ausgeführt werden.

Hier zeigt sich jedoch eine Grenze für die Verwendbarkeit der Interferenzmethode. Bei den verhältnismäßig dicken Mänteln treten die Einflüsse der Bodenkapazität des Drahtes stark in den Vordergrund. Es überlagern sich Skineffekteinflüsse, Einflüsse des Hochfrequenzwiderstandes auf die Senderfrequenz und kapazitive Einflüsse, so daß die Resultate nicht auswertbar sind.

Einige Orientierungsversuche wurden trotzdem angestellt. Der Meßdraht wurde in einem besonderen Rahmen derart eingespannt, daß er ca. 25 cm von der Holzplatte des Tisches entfernt war. Damit sollten die Einflüsse der Bodenkapazität des Drahtes möglichst gering gehalten werden. Der Draht verlief in der Achse eines Glasrohres von 10 mm Innenweite. Das Rohr konnte durch zwei seitlich angebrachte Ansatzstutzen gefüllt werden.

Als Elektrolyte dienten durchweg Kochsalzlösungen verschiedener Konzentration, deren Leitfähigkeit in einer Kohlrausch-Brücke gemessen wurde. Verwendet wurden vier Lösungen mit:

$K = 0{,}0259$ cm/Ohm
$K = 0{,}138$ cm/Ohm
$K = 0{,}150$ cm/Ohm
$K = 0{,}220$ cm/Ohm

bei $t = 20°$ C.

Zunächst wurde folgender Vorversuch gemacht. Es wurde einmal destilliertes Wasser in das Rohr eingefüllt und sodann, um den wesentlichen Anteil der kapazitiven Einflüsse nachzuweisen, Kondensatoröl.

Gemessen wurde bei den Wellen 330, 100 und 48,2 m.

Der Einfluß des Mantels äußerte sich durchweg in einer scheinbaren Vergrößerung der Selbstinduktion. Schon das den Draht umgebende Glasrohr brachte eine Selbstinduktionsänderung von ca. $0{,}6\,‰$ hervor.

Das Kondensatoröl als Füllung vergrößerte die gemessene Selbstinduktion weiterhin um:

$2{,}0\,‰$ bei $\lambda = 330$ m,
$2{,}9\,‰$ „ $\lambda = 100$ m,
$3{,}6\,‰$ „ $\lambda = 48{,}2$ m.

Bei destilliertem Wasser beträgt die Vergrößerung von L:

$3{,}8\,‰$ bei $\lambda = 330$ m,
$4{,}4\,‰$ „ $\lambda = 100$ m,
$6{,}8\,‰$ „ $\lambda = 48{,}2$ m.

Dagegen weisen die eingebrachten Salzlösungen gegenüber dem destillierten Wasser keine sicher nachweisbaren Unterschiede auf. Die Werte gruppieren sich bei sämtlichen Wellenlängen um die des reinen Wassers. Der Einfluß der Leitfähigkeit scheint demnach entweder vollkommen gegenüber dem kapazitiven Einfluß der hohen Dielektrizitätskonstante des Wassers zurückzutreten oder es geht mit der Verbesserung der Leitfähigkeit eine Verringerung der Dielektrizitätskonstante gerade derart parallel, daß sich beide Einflüsse auf die Selbstinduktion ausgleichen.

Untersuchungen an Litzen.

Die Selbstinduktionsmessungen an Hochfrequenzlitzen wurden den Untersuchungen an Drähten angegliedert, weil hier außer den Einflüssen der Isolation noch solche durch die vielfache Unterteilung des Leiterquerschnitts zu erwarten waren. Gegenüber homogenen Drähten müssen die Litzen selbst bei sehr großen Frequenzen ein gänzlich anderes Verhalten zeigen.

Untersucht wurden vier verschiedene Arten von Litzen, und zwar wurden von jeder Litzensorte jeweils drei Proben gemessen, um nach Möglichkeit Materialfehler auszuschalten. Der Gleichstromwiderstand der Litzen wurde in der Thomsonschen Doppelbrücke gemessen. Gute Uebereinstimmung der Meßwerte gab die Gewähr, daß nicht einzelne Drähte zerrissen oder von der Stromleitung ausgeschlossen waren.

Die eigentlichen Selbstinduktionsmessungen an den verschiedenen Litzen erfolgten genau wie die Untersuchungen der Drähte. Verglichen wurde jeweils gegen einen Normalkupferdraht, der so bemessen war, daß er annähernd dieselbe Selbstinduktion hatte wie die zu untersuchende Litze.

Digitized by Google

Das Verhalten sämtlicher Litzen in Abhängigkeit von der Frequenz ist gänzlich anders als das der homogenen Vergleichsdrähte. Während für letztere annähernd das Wurzelgesetz gilt, zeigt der Selbstinduktionsverlauf der Litzen noch ganz die Gesetzmäßigkeit, wie sie sich etwa durch die Reihenentwicklung nach steigenden Potenzen von ω ergibt. Dieser Verlauf ist im wesentlichen durch das Verhalten der Einzeldrähte bestimmt. Die Kurvenbilder Bild 11 und 12 zeigen deutlich diese Unterschiede zwischen Volldrähten und Litzen.

Dagegen scheint die Art der Verdrillung das Verhalten der Litzen nicht wesentlich zu beeinflussen.

Die erhaltenen Meßwerte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Selbstinduktion der Litzen. $l = 50$ cm

Litze Nr.	1	2	3	4
Art der Litze	1×50×0,08	1×10×0,12	2×20×0,08	3×40×0,07
Vergleichsdraht	0,651 ⌀	0,539 ⌀	0,539 ⌀	0,916 ⌀
$\lambda = 330$ m	711,2	757,1	730,4	678,6 cm
$\lambda = 170$ m	708,9	753,8	728,5	676,9 cm
$\lambda = 100$ m	707,0	750,7	726,9	675,5 cm
$\lambda = 48{,}2$ m	703,9	746,0	723,5	673,1 cm
$\lambda = 23{,}2$ m	702,5	744,5	720,1	670,4 cm

V. Anwendungsmöglichkeiten des Interferenzverfahrens.

Im Laufe der Untersuchungen ergaben Eigentümlichkeiten des Schwebungsverfahrens speziell in seiner Verwendung zu Selbstinduktionsmessungen eine Reihe von praktischen Verwendungsmöglichkeiten, auf die an dieser Stelle kurz hingewiesen werden soll.

Der starke Einfluß, den schon eine geringe Aenderung der Dicke eines Drahtes auf seine Selbstinduktion hat, legt den Gedanken nahe, bei der Fabrikation von Drähten Kontrollmessungen der Dicke (und gleichzeitig auch der Leitfähigkeit) durch Selbstinduktionsmessungen vorzunehmen.

Für die Herstellung oxydierter Widerstandsdrähte ergibt sich die Möglichkeit, die Stärke der isolierenden Oxydschicht zu ermitteln und evtl. schlecht oxydierte Drähte auszusondern.

Durch geeignete Wahl der Empfindlichkeit der Apparatur, d. h. des Faktors L/C und der Frequenz, ist die Schwebungsmethode sehr gut zum Vergleich von Spulenselbstinduktionen geeignet.

Messungen der Permeabilität von ferromagnetischen Drähten lassen sich mit dem Schwebungsverfahren ebenfalls gut durchführen.

Die vorliegende Arbeit wurde im Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena ausgeführt. Es sei mir gestattet, an dieser Stelle meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. A. Esau, für die Anregung zu dieser Arbeit und das stete fördernde Interesse, das er während ihrer Ausführung bekundete, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Der Heinrich Hertz-Gesellschaft schulde ich Dank, weil sie durch Bereitstellung von Geldmitteln die Durchführung der Untersuchungen ermöglichte.

Ferner ist es mir eine angenehme Pflicht, der Firma C. I. Vogel, Berlin, dafür zu danken, daß sie mir in freundlicher Weise für Versuchszwecke eine reiche Auswahl isolierter Drähte überlassen hat.

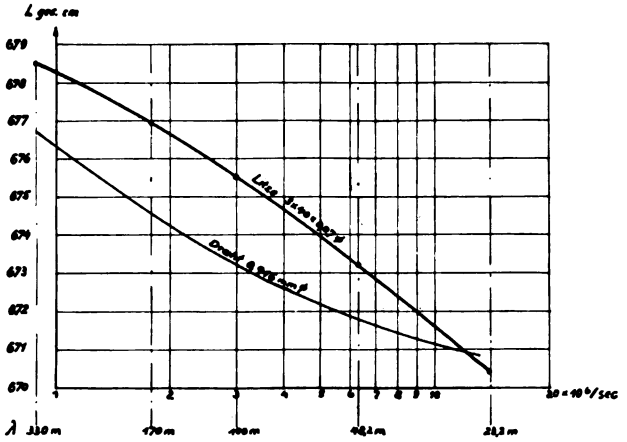


Bild 11.

Selbstinduktion einer Hochfrequenzlitze in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

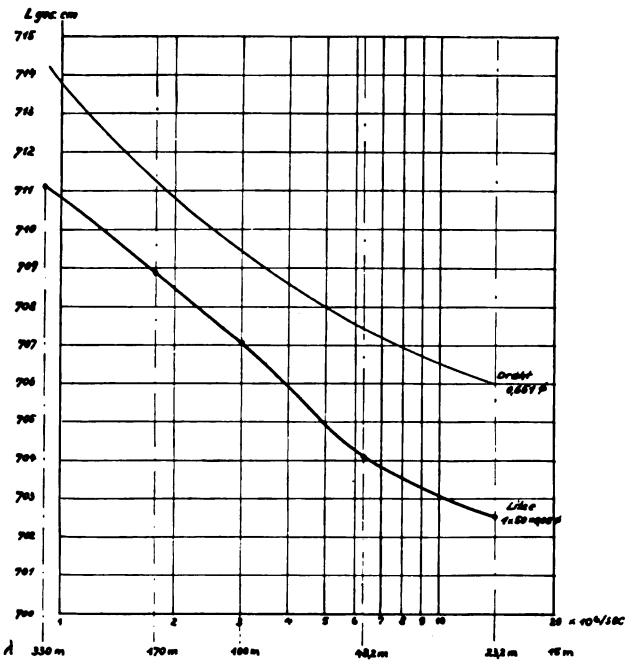


Bild 12.

Selbstinduktion einer Hochfrequenzlitze in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Zusammenfassung.

Die Interferenzmethode wird zu Selbstinduktionsmessungen an geraden Drähten bei hohen Frequenzen verwendet. Bei einer einheitlichen Länge der Versuchsdrähte von 50 cm und Drahtdurchmessern von ca. 1 mm werden Untersuchungen an Drähten mit verschiedenartigen Ueberzügen vorgenommen.

Die für den Fall leitender Mäntel von Förster-ling für die innere Selbstinduktion angegebene Formel findet eine gute quantitative Bestätigung.

Einflüsse von Oxyden auf den Skineffekt der Drähte sind bei den verwendeten Wellenlängen (300—20 m) nicht nachweisbar. Ebenso verändern

Digitized by Google

dünne Isoliermaterialien die Selbstinduktion der Drähte nicht merklich.

Elektrolytische Mäntel um die Drähte ergeben dagegen starke Einflüsse, die aber im wesentlichen kapazitiver Art sind.

Untersuchungen an Litzen zeigen den erwarteten, für Litzen typischen Selbstinduktionsverlauf.

Zum Schluß werden einige praktische Verwendungsmöglichkeiten der Interferenzanordnung speziell für Selbstinduktionsmessungen angegeben.

Literaturverzeichnis.

[1]) V. Bjerknes: Ann. d. Physik. **47**, 1892, S. 69; **48**, 1893, S. 596.
[2]) J. M. Miller: Bull. Bur. Stand. **12**, 1915, S. 207, Nr. 2.
[3]) K. Försterling: Ann. d. Phys. **72**, 1823, S. 30.
[4]) F. Trautmann: Ann. d. Phys. **72**, 1923, 1.
[5]) J. Zenneck: Ann. d. Phys, **11**, 1903, S. 1155.
E. Jahnke u. F. Emde: Funktionstafeln 1928, Verlag Teubner.
[6]) W. Weihe: Ztschr. f. Hochfr. Techn. **32**, 1928, S. 185.
[7]) W. Glitsch: Phys. Ztschr. **23**, 1922, S. 544,
[8]) J. Herweg: Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **21**, S. 572, 1919.
[9]) M. Bedeau: Onde électrique **5**, 1926, S. 613.
[10]) Th. Wulf: Phys. Ztschr. **26**, 1925, S. 353.
[11]) H. G. Möller: Die Elektronenröhren, Braunschweig 1922, Verlag Vieweg.
[12]) G. Joos: Jahrb. d. drahtl. Tel. **20**, 1922, S. 416.
[13]) H. Knauer: Jenaer Diss. 1922.
[14]) R. Weller: Jahrb. d. drahtl. Tel. **14**, 1919, S. 599.
[15]) L. Pungs u. G. Preuner: Phys. Ztschr. **20**, 1919, S. 543.
[16]) E. Grüneisen u. E. Merkel: Ztschr. f. Phys. **2**, 1920, S. 2
[17]) F. Streintz: Ann. d. Phys. **9**, 1902, S. 864.
[18]) R. Lindemann: Jahrb. d. drahtl. Tel. **4**, 1911, S. 561

(Eingegangen am 2. Juni 1930.)

Ein neuer Strommesser für Hochfrequenz.

Von **Kurt Schlesinger**, Berlin.

Inhaltsübersicht.

I. Physikalische Grundlagen der Meßmethode.
II. Die Ausführung der Messung.
III. Experimentelle Messungsergebnisse.
IV. Fehlerbetrachtungen.
1. Die Ablesegenauigkeit.
2. Der Einfluß der Außentemperatur.
Zusammenfassung.

I. Physikalische Grundlagen der Meßmethode.

Das neue Meßinstrument, welches man treffend als „Saitenamperemeter" bezeichnen könnte, besteht im wesentlichen aus einem dünnen Hitzdraht, welcher in einem Vakuumgefäß zwischen zwei starren Halterungen ausgespannt ist und vom Meßstrom erwärmt wird. Im Gegensatz zu den normalen Hitzdrahtinstrumenten werden jedoch nicht die thermischen Längenausdehnungen, sondern die Schwingungsfrequenzen dieses Fadens beobachtet. Der Faden kann nämlich im Vakuum schwach gedämpfte Schwingungen als gespannte Saite ausführen. Die Frequenz dieser Schwingungen hängt aber entscheidend von der Temperatur des Schwingfadens ab. Sie ist im kalten Zustande des Fadens am höchsten und wird bei zunehmender Erhitzung stetig tiefer, um schließlich bei völliger Entspannung des Fadens ganz auf Null zu sinken.

Diese Temperaturabhängigkeit kommt dadurch zustande, daß die mechanische Spannung des Fadens je nach der Elastizität seiner Aufhängung mehr oder weniger stark mit seiner thermischen Ausdehnung nachläßt. Bei starren, unnachgiebigen Halterungen gibt diese Spannungs- und damit Frequenzabnahme eine geringe Temperaturerhöhung viel stärker wieder als die in den üblichen Hitzdrahtinstrumenten benutzte thermische Ausdehnung, so daß die Möglichkeit besteht, nach diesem Prinzip hochempfindliche Instrumente auch für sehr schwache Hochfrequenzströme zu bauen.

Das Gesetz dieser Temperaturabhängigkeit ist an anderer Stelle bereits untersucht worden[1]). Es läßt sich, wenn β der Ausdehnungskoeffizient und ν_0 die Fadenfrequenz im Kaltzustande ist, angenähert wie folgt schreiben:

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - A\beta T}$$

und ist in Bild 1 dargestellt. A ist hierin eine Konstante des mechanischen Aufbaues und ein Maß für

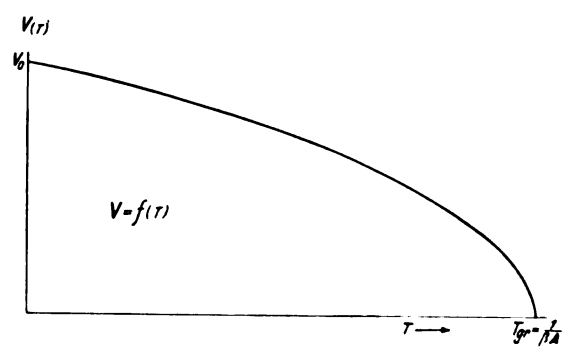


Bild 1.
Abhängigkeit der Fadenfrequenz von der Fadentemperatur.

die Nachgiebigkeit des aus Faden und Halterung gebildeten federnden Systems gegen Dehnungskräfte. A wird um so größer, je steifer die Halterung ist und läßt sich bei völlig starrer Stütze auf den Höchstwert:

$$A = \frac{EQ}{S_0}$$

E Elastizitätsmodul der Saite,
Q Querschnitt der Saite,
S_0 Anfangs-Anspannung der Saite

bringen, welcher praktisch für Platin- und Wolfram-

[1]) Kurt Schlesinger: Eine neue Methode zur Bestimmung der Temperatur von Glühfäden. Annalen d. Physik, **2**, 933 bis 975, 1929, ref. in ds. Zeitschr. **35**, 197, 1930.

Digitized by Google

drähte leicht bei geringer Anfederung S_0 auf über 1000 gesteigert werden kann.

Bei einer Temperaturerhöhung um $\triangle T$ ist also dann die relative Frequenzerniedrigung beim Kaltzustande:

$$\frac{\triangle \nu}{\nu_0} = -A \cdot \beta \cdot \triangle T,$$

während die einfache Wärmedehnung bei gleicher elektrischer Leistung nur:

$$\frac{\triangle l}{l_0} = \beta \triangle T$$

beträgt, d. h. zirka 3 Zehnerpotenzen kleiner ist. Selbst nach einer Steigerung der Ablesegenauigkeit für die Dehnung durch die mechanische Uebersetzung zwischen Faden und Zeiger bei Hitzdrahtinstrumenten, welche auch bis zirka 1000 getrieben werden kann, ist die minimale Meßleistung, die bisher bei Hitzdrahtinstrumenten erreicht wurde, noch über 10 mal so groß als diejenige, welche die noch gut meßbare relative Frequenzänderung von zirka 0,5 % hervorbringt (vgl. u.).

Allerdings ist hierbei ein Kompromiß zwischen Empfindlichkeit und Meßbereich zu schließen. Der Meßbereich wird durch die Kaltfrequenz des Fadens und die Frequenz Null, d. h. die völlige Entspannung desselben, eingegrenzt. Je stärker nun bei großem A die Frequenzänderung pro Grad Erwärmung, d. h. die Empfindlichkeit, wird, um so schneller, d. h. bei um so kleineren Stromstärken, wird die Entspannungsgrenze erreicht. Die zugehörige Grenztemperatur ist direkt:

$$T_{gr} = \frac{1}{\beta A}$$

Man kann also technisch durch Veränderung der Faden-Anfederung, d. h. der Kaltfrequenz ν_0, Meßbereich und Empfindlichkeit bei gegebenem Instrument in gewissen Grenzen variieren. In Bild 4 wird eine entsprechende Sonderausführung des Saiten-Amperemeters gezeigt werden. Im allgemeinen wird man aber die Meßbereich-Vergrößerung lieber durch Nebenschlußwiderstände bewirken und die Empfindlichkeit ungeändert lassen.

Die Ausführung der Messung.

Bild 2 zeigt schematisch den erforderlichen Versuchsaufbau. Das eigentliche Instrument ist das evakuierte Glasgefäß G mit dem gespannten Schwingfaden. Das Gefäß wird ausgepumpt, um

1. die Schwingungsdämpfung sehr klein machen und dadurch die Beobachtungsgenauigkeit für $\frac{\triangle \nu}{\nu}$ zu steigern,
2. Zerstörung des Fadens bei zu hoher Erhitzung (Glühen) durch Ueberlastung zu verhüten,
3. Wärmekonvektion auszuschalten.

Die Messung geschieht nun wie folgt: Das Instrument steht durch einen Kopplungsstift K mit einem „Vibrator" V, d. h. einer Telephonmembran oder einem Lautsprecher-Antriebssystem, in Berührung. Dieser Vibrator überträgt unmerklich kleine mechanische Vibrationen auf den Gefäßkolben. Sobald Fadenresonanz erreicht ist, und nur dann, wird im Ablesemikroskop M oder auf einem Projektionsschirm eine starke Fadenschwingung erkennbar. Infolge der

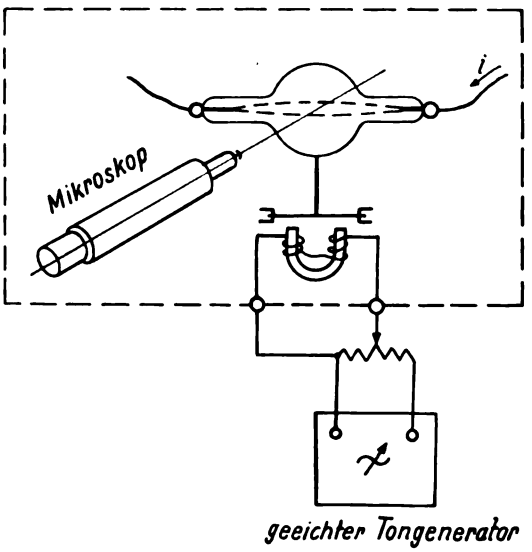


Bild 2.
Der Versuchsaufbau (schematisch).

Kleinheit der Anregungsamplituden und der Empfindlichkeit der mikroskopischen Ablesung tritt dies auch

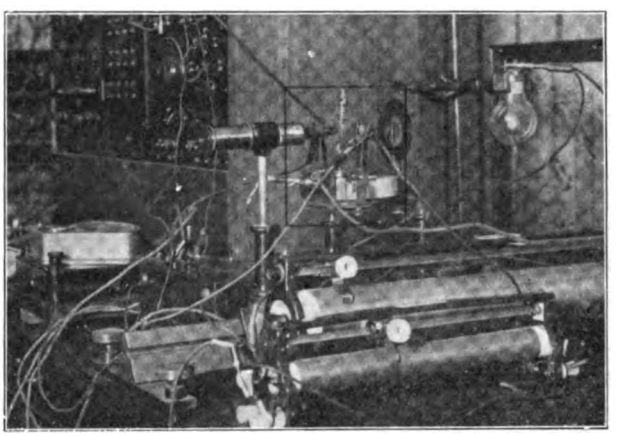


Bild 3.
Versuchsanordnung.

dann ein, wenn das Instrument fest eingespannt ist. Der Vibrator wird von einem geeichten Röhren-Tongenerator betrieben. Die Skala des Kondensators dieses Tongenerators ist direkt nach Stromstärken geeicht. Das Schwingfadeninstrument dient also lediglich als Indikator; eine Absolutbestimmung der jeweiligen Fadenfrequenzen ist nicht erforderlich.

Durch geeigneten Schnitt der Randkurve der Kondensatorplatten im Röhrensummer kann man dabei eine beliebige Skalenteilung $i_{(\varphi)}$ (i Effektivstrom,

[1]) Anstelle der optischen Beobachtung könnten auch andere Methoden zur Wahrnehmung der Fadenresonanz treten, z. B. das Abhören der von einem Magnetfelde im Faden induzierten Wechselströme. Die optische Methode hat den Vorzug, den Anschluß von Niederfrequenzkreisen an den Meßfaden entbehrlich zu machen; die Abhörmethoden ermöglichen demgegenüber eine Fernablesung.

Digitized by Google

φ Drehwinkel) erreichen. Z. B. wird durch die „Nierenplatte $r = a\sqrt{\varphi}$ eine lineare Teilung nach Strömen hergestellt.

Bei der Messung wird zuerst starke Vibratorerregung am Potentiometer P eingestellt. Hat man den Resonanzpunkt gefunden, so wird er durch Verkleinerung der Erregung so weit eingegrenzt, als es die Beobachtbarkeit für die Amplitude erlaubt. Diese Eingrenzung der Resonanzfrequenz ist dann auf einige $^0/_{00}$ genau, da die Fadenresonanz im Vakuum sehr scharf ist.

Eine Gesamtansicht der Versuchsanordnung zeigt Bild 3. Man erkennt im umrahmten Teil den Zusammenbau des Schwingfadeninstruments mit dem Antriebssystem. Die Ablesung geschah bei den Versuchen mit einem Mikroskop mit nur 20facher Ver-

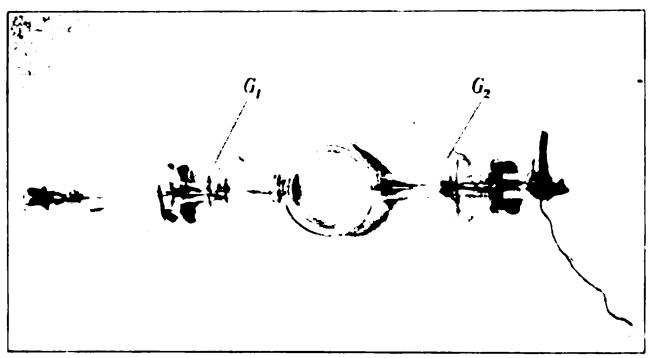


Bild 4.
Instrument mit einstellbarer Empfindlichkeit.

größerung. Die Resonanzamplituden des Fadens wurden bis höchstens 0,1 mm gesteigert. Im Vordergrunde steht das Potentiometer für die Erregung, d. h. der Genauigkeitsregler, und ein Regulierwiderstand für die Eichung mit Gleichstrom. Im Hintergrunde ein Tongenerator.

Bild 4 zeigt eine Spezialausführung des Schwingfadeninstruments. Mittels der beiden Glasfedern G_1G_2 ist eine Veränderung der Anfangsspannung des Fadens („Anfederung") in weiten Grenzen möglich und dadurch eine Einstellung von Meßbereich bzw. Empfindlichkeit, wie in Abschnitt I besprochen wurde. Die Instrumentgefäße sind durch Fenster aus optisch planem Glas abgeschlossen und waren auf Hochvakuum gepumpt. Die Fäden waren bei allen Versuchen 20 μ-Wolframfäden. Sie wurden bei der Herstellung der Instrumente nach der Anspannung vorgeglüht. Dadurch wird erreicht, daß die Fäden kurzzeitige Stromüberlastungen, selbst wenn sie zum Glühen führen, ohne Aenderung ihres Kaltspannungszustandes aushalten, was die Versuche bestätigten.

III. Experimentelle Messungsergebnisse.

Bild 5 und 6 zeigen die Eichkurven zweier Versuchsinstrumente der Ausführung von Bild 3. Die Kurven zeigen die Fadenfrequenzen und -widerstände sowie die Kapazitätswerte am Tongenerator in Abhängigkeit vom Eichstrom bzw. Effektivstromwert. Die Fadenwiderstände sind beachtlich niedrig: 1,34 bzw. 1,36 Ohm. Sie steigen am Ende des Meßbereiches nur um zirka 2 bis 10% was einer Temperaturerhöhung von nur zirka 20 bis 40 Grad entspricht (Ueberlastbarkeit).

Der Meßbereich reicht bis 35 mA beim ersten und bis 80 mA beim zweiten Instrument. Die $C_{(i)}$-Funktion erweist sich in Uebereinstimmung mit I als rein quadratisch. Dabei beginnt die Ablesbarkeit bereits bei

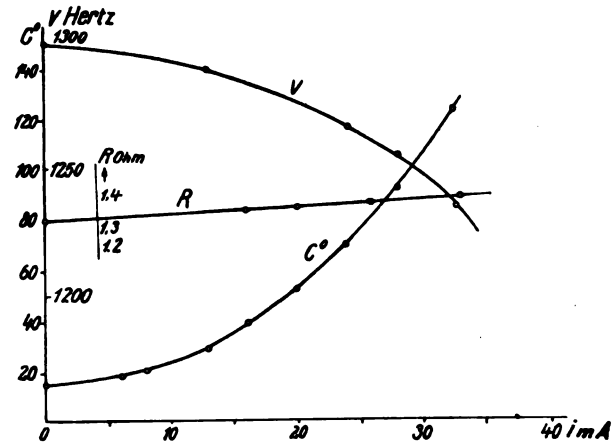


Bild 5.
Hochempfindliches Instrument.

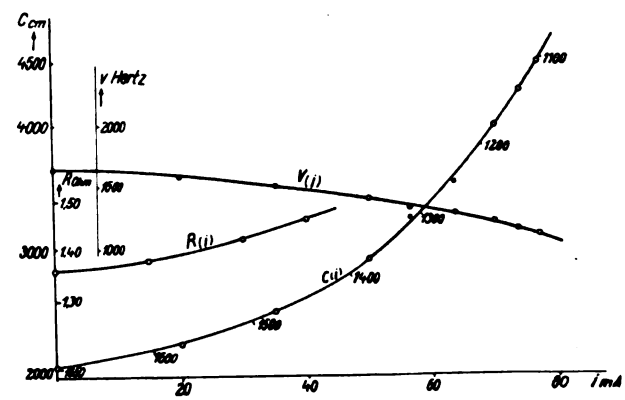


Bild 6.
Eichkurven eines Instrumentes mittlerer Empfindlichkeit.

zirka 3 mA, die Leistungsempfindlichkeit der Instrumente ist also rund 10^{-5} Watt! Zum Vergleich diene, daß ein höchstempfindliches modernes Hitzdraht-Amperemeter mit einer Empfindlichkeit von 30 mA bei 80 Ohm innerem Widerstand einige Hundertstel Watt verbraucht. Uebrigens ist die Empfindlichkeit der Versuchsinstrumente durch Verwendung von Pt-Draht an Stelle des Wolframs einer merklichen Steigerung fähig, da Platin einen doppelt so großen Ausdehnungskoeffizienten wie Wolfram besitzt.

Ein großer technischer Vorzug der Instrumente ist ihre Ueberlastbarkeit. Die Fäden wurden bis zur Gelbglut erhitzt. Diese trat beim Instrument Nr. 1 bei 300 mA ein, d. h. bei einer 10fachen Stromüberlastung entsprechend der Meßgrenze von 30 mA. Nach kurzzeitiger Ueberlastung (10 sec) stellte sich die Kaltfrequenz innerhalb der Meßgenauigkeit wieder her.

IV. Fehlerbetrachtungen.

1. Die Ablesegenauigkeit.

Die Genauigkeit der Resonanzeinstellung wurde besonders gemessen. Bei starker Erregung konnten die Fadenamplituden über ein Kapazitätsintervall von 240 cm am Tongenerator beobachtet werden. Dem entspricht bei 23 000 cm vorhandener Parallelkapazität

Digitized by Google

ein relativer Fehler von 0,5% in der Frequenz bzw. 1% Ablesungsfehler. Die Amplituden waren dabei höchstens 0,25 mm. Die eigentliche Messung wurde aber bei kleinsten Amplituden von nur 0,05 mm (2 mm Skalenausschlag im Mikroskop) ausgeführt. Dabei war der Verstimmungsbereich dann nur noch 50 cm, und die Genauigkeit der Einstellung demnach $2^0/_{00}$.

2. Der Einfluß der Außentemperatur.

Wichtiger ist die Frage nach der Absolutgenauigkeit. Die Reproduzierbarkeit der Eichung hängt ganz davon ab, wie stark die Kaltfrequenz durch die Umgebungstemperatur beeinflußt werden kann. Es gilt die Beziehung:

$$\frac{\Delta i}{i} = \frac{\Delta \nu_0}{\nu_0} \cdot \frac{1}{\left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 - 1}$$

für den Gesamtfehler, aus welcher hervorgeht, daß eine Abweichung der Kaltfrequenz ν_0 um $\Delta\nu_0$ von

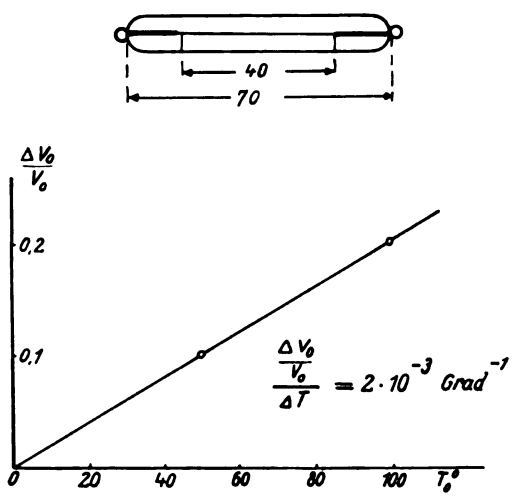


Bild 7.
Einfluß der Außentemperatur auf die Kaltfrequenz.

dem der Eichkurve zugrunde gelegten Werte bei schwachen Strömen, also $\nu_0^2 \cong \nu^2$, das Resultat erheblich fälschen kann.

Es läßt sich nun aber zeigen, daß es möglich ist, kleine Schwankungen der Anfangstemperatur, ΔT_0, durch einen kleinen Ausgleichskondensator ΔC_0 unschädlich zu machen, den man dem Ablesekondensator $C_{(i)}$ des Tongenerators parallel schaltet. Mit diesem stellt man Resonanz mit der etwas veränderten Kaltfrequenz her, während $C_{(i)}$ auf Null steht, und die Stromskala des letzteren bleibt dann erhalten, solange nur $(\Delta T_0 : T_{max})^2 < 1$ gilt. — Bei sehr empfindlichen Instrumenten mit kleiner Entspannungstemperatur T_{max} wird man dagegen die Temperaturabhängigkeit der Kaltfrequenz selbst konstruktiv klein zu halten haben, damit die Aufnahme einer Eichkurvenschar mit ν_0 als Parameter unnötig wird.

In Bild 7 wurde der Temperaturkoeffizient eines Versuchsinstrumentes gemessen. Betrachtet man die angegebenen Abmessungen, so wird das Ergebnis verständlich: das zu lange Glasgefäß (80 mm) dehnte sich stärker aus als der kürzere Faden (40 mm), und die Folge war ein positiver Temperaturkoeffizient $\frac{\partial \nu_0}{\nu_0 \cdot \partial T}$ von 2.10^{-3} pro Grad.

Gleichzeitig ist aber eine Abhilfe gefunden: Kompensation der Temperaturabhängigkeit tritt ein, wenn die Wärmedehnung des Systems Faden-Stützen gleich der des Vakuumgefäßes ist. Dies wäre bereits der Fall, wenn ein Pt-Draht in ein Glasgefäß gleicher Länge eingeschmolzen würde. Wie weit sich diese Kompensation praktisch durchführen läßt, sollen weitere Versuche zeigen.

Zum Abschluß noch ein Wort über die Verwendbarkeit des neuen Instruments. Der technischen Benutzung steht als Nachteil gegenüber, daß keine selbständige Angabe durch das Instrument erfolgt und keine Zeigerablesung möglich ist. Vielmehr muß der Resonanzeffekt vom Beobachter (oder auch automatisch durch periodische Frequenzvariation am Vibrator) eingestellt und dann auf einer Skala an der Verbreitung des Fadenbildes erkannt werden. — Dafür hat die Methode aber eine Reihe von Vorzügen, besonders bei Hochfrequenzmessungen: bei hoher Empfindlichkeit, die etwa der des Thermoumformers gleichkommt, ist der innere Widerstand klein, dämpft also den Meßkreis nicht stark. Das Meßsystem, der homogene gerade Draht, ist das denkbar einfachste, und sein elektrisches Ersatzschema daher für alle Frequenzen berechenbar. Als Hauptanwendung erscheint daher die Strommessung bei sehr hohen Frequenzen (über 10^8 Hertz), welche zur Zeit noch nicht gut ausführbar ist. Ferner kann das Schwingfadeninstrument auch zum Studium von Stromverteilungen längs Leitungen, z. B. Kurzwellenantennen, dienen, da es, ohne die Verteilung wesentlich zu beeinflussen, an beliebig vielen Stellen in die Strombahn eingeschaltet werden kann. Die Beobachtung des Fadentons kann dabei an einem räumlich getrennten Orte erfolgen, wenn die erwähnte Abhörmethode zur Anwendung kommt.

Der Nachteil der indirekten Ablesung des Instruments scheint durch neuere Entwicklungsarbeiten, bei denen Rückkopplung der Fadenschwingungen und Schwebungstonverfahren angewandt werden, etwas gemildert worden zu sein. Durch den Wegfall des an sich einfach aufzubauenden Tongenerators und der Optik vereinfachte sich die Apparatur weiterhin. Ein genaueres Referat hierüber möge einer späteren Publikation überlassen bleiben.

Zusammenfassung.

Ein neues thermisches Amperemeter wird beschrieben, bei welchem die Längenausdehnung nicht direkt, wie beim Hitzdrahtinstrument, sondern an der Aenderung gemessen wird, welche die Frequenz des gespannten Saitenfadens bei Erwärmung erfährt. Da diese Frequenzerniedrigung weit empfindlicher auf die Stromwärme reagiert als die thermische Dehnung, so können bereits Hochfrequenzströme unter 10 Milliampere bei 1 Ohm innerem Widerstand gut gemessen werden. Die erforderlichen Einrichtungen werden besprochen und Ausführungsbeispiele gezeigt. Sodann werden praktische Messungen referiert und deren Fehlerquellen allgemein erörtert. Die Ablesefehler liegen unter 1%, der Einfluß der Außentemperatur kann kompensiert werden und die Stromüberlastbarkeit beträgt nach den Versuchen bis zu 1000%. Als Hauptanwendung erscheinen Messungen bei sehr kurzen Wellen.

(Eingegangen am 20. Juni 1930.)

Digitized by Google

Referate.

M. J. O. Strutt, Schwingungen in Dreielektrodenröhren mit positivem Gitter. Ann. d. Physik (5) **4**, 17—32, 1930.

Die Barkhausensche Formel $\lambda^2 V = \text{konst.}$ wurde bei diesen Schwingungen von einigen Forschern wohl, von anderen nicht bestätigt gefunden. Neuerdings hat Hollmann dies dadurch erklärt, daß bei Abstimmung des an der Schwingröhre gekoppelten Lecher brückenabschnittes auf die Röhrenfrequenz ein anderer Schwingungsvorgang stattfinden soll, als außer der Abstimmung. Im erstgenannten Fall soll gelten: λ unabhängig von V; im zweiten Fall die Barkhausenformel.

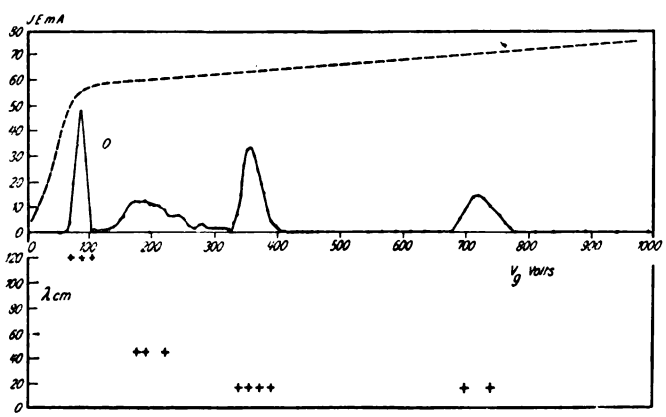


Bild 1.

In vorliegender Arbeit wird durch Experimente gezeigt:

1. Erhöht man bei konstanter Glühspannung und unveränderter Schaltung die positive Gitterspannung, so treten mehrere Schwingungsgebiete auf bei Spannungen, die eine geometrische Reihe bilden.
2. In jedem dieser Schwingungsgebiete ist die Wellenlänge konstant, z. B. wurde gemäß Bild 1 gemessen:
   erstes Schwingungsgebiet $V = 90$ Volt; $\lambda = 120$ cm
   zweites „ $V = 180$ „ $\lambda = 45$ „
   drittes „ $V = 360$ „ $\lambda = 17$ „
   viertes „ $V = 720$ „ $\lambda = 17$ „
3. Erhöht man die Glühspannung unter sonst unveränderten Verhältnissen, so verschieben sich alle Schwingungsgebiete nach höheren Spannungen, wobei aber die unter 1. erwähnte Beziehung gültig bleibt (Bild 2).
4. Mit wachsender Glühspannung nimmt die Wellenlänge ab (Bild 3).
5. Aendert man bei sonst konstanten Daten das an der Röhre gekoppelte Lecher brückenstück, so treten alle Erscheinungen aus der Theorie der gekoppelten Kreise auf:
   a) schwache primäre Intensitätsänderungen: keine Wellenlängenänderungen.
   b) starke primäre Intensitätsänderungen: Wellenlängensprünge.
   c) starke primäre Intensitätsänderungen; Ziehschleife.

Hollmann hat nur b gemessen. Die obigen Messungen zeigen, daß Hollmanns Annahme

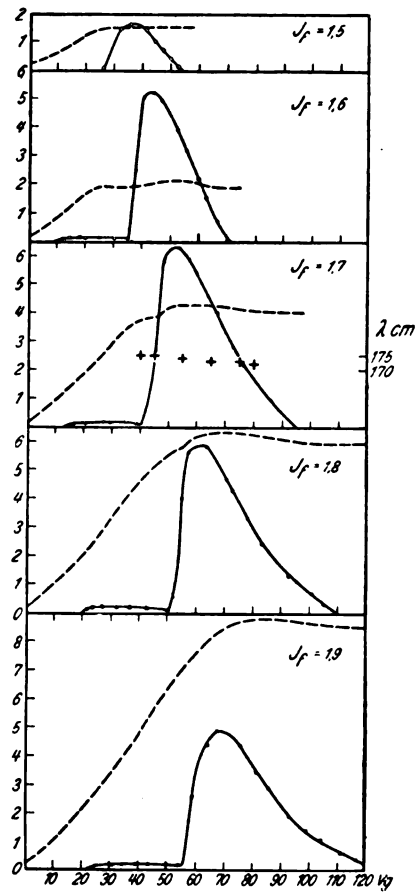


Bild 2.

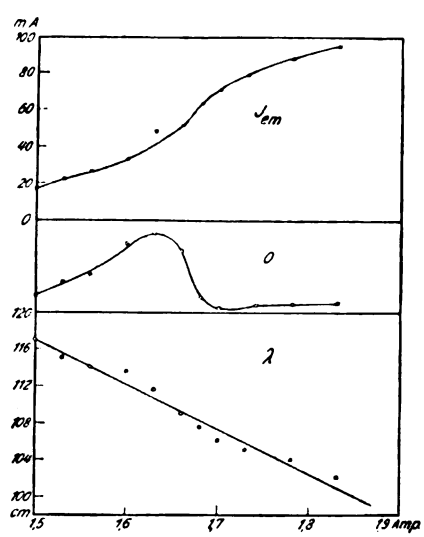


Bild 3.

einer Aenderung des Schwingungsvorgangs zumindest überflüssig, außerdem aber nicht imstande ist, a und c zu erklären.

Digitized by Google

6. Sowohl „vor" wie „nach" dem Wellenlängensprung hängt die Wellenlänge nicht von der Gitterspannung ab (Bild 4a und b). Hollmann änderte während der Messung die Glühspannung.

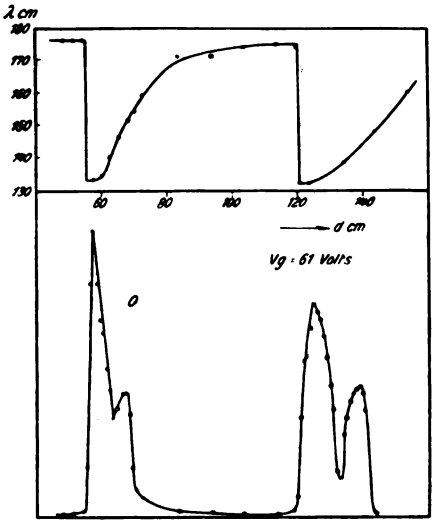


Bild 4a.

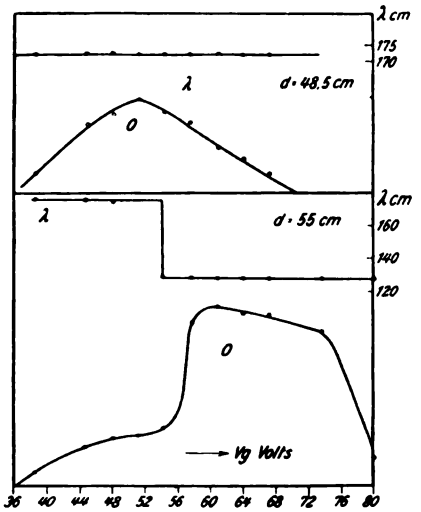


Bild 4b.

Hierauf ist die von ihm und anderen Autoren gefundene scheinbare Bestätigung der Barkhausenformel zurückzuführen.

7. Die erreichten Schwingungsintensitäten waren:
bei $\lambda = 120$ cm: 120 mA
bei $\lambda = 17$ cm: 10 mA.

M. J. O. Strutt.

Balth. van der Pol. Frequenz-Modulation. Tijdschrift v. h. Nederlandsche Radiogenootschap, **4**, 57—70, 1929.

Das Wort Frequenz-Modulation charakterisiert den Fall, daß das modulierende Signal den Momentanwert der Frequenz der Trägerwelle statt deren Amplitude ändert.

Die Differentialgleichung eines Kreises, der eine konstante Selbstinduktion L und eine veränderliche Kapazität $C(t)$ enthält, ist:

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\omega^2(t)\cdot q=0, \qquad (1)$$

wobei q die Ladung des Kondensators ist, und

$$\omega^2(t)=\frac{1}{L\cdot C(t)}.$$

Wir betrachten zwei Fälle:

a) $C(t)=C+\triangle C\cdot\cos pt$ (Telephonie).

b) $C(t)$ springt periodisch und diskontinuierlich von $(C+\triangle C)$ auf $(C-\triangle C)$ (Telegraphie mit Arbeits- und Ruhewelle).

Fall a.

$$\omega^2(t)=\omega^2\left(1+2\frac{\triangle\omega}{\omega}\cdot\cos pt\right)$$

wobei $\omega^2=\frac{1}{LC}$ und $\frac{\triangle C}{C}=-2\frac{\triangle\omega}{\omega}$. Gl. (1) wird jetzt:

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\omega^2\left(1+2\frac{\triangle\omega}{\omega}\cdot\cos pt\right)q=0 \qquad (2)$$

Eine Näherungslösung von (2) wird gefunden durch die Substitution:

$$q=e^{\int z\,dt},$$

(eine Methode, die Bruns bei astronomischen Untersuchungen verwendet). Dadurch geht Gl. (2) über in:

$$\frac{dz}{dt}+z^2+\omega^2\left(1+2\frac{\triangle\omega}{\omega}\cos pt\right)=0. \qquad (3)$$

Ist $\triangle\omega\ll\omega$ und $p\ll\omega$, so ist eine Näherungslösung von (3):

$$z=j(\omega+\triangle\omega\cdot\cos pt);$$

also ist

$$q=A\cdot\cos\left(\omega t+\frac{\triangle\omega}{p}\sin pt\right). \qquad (4)$$

Für eine Funktion $y=\cos\cdot f(t)$ definiert Helmholtz die momentane Frequenz $\omega(t)$ als

$$\omega(t)=\frac{df}{dt}.$$

Dieser Definition entsprechend ist der Momentanwert der Frequenz von q:

$$\frac{d}{dt}\left(\omega t+\frac{\triangle\omega}{p}\sin pt\right)=\omega+\triangle\omega\cdot\cos pt.$$

$\cos\left(\omega t+\frac{\triangle\omega}{p}\sin pt\right)$ ist zu entwickeln in eine Fouriersche Reihe mit Besselschen Funktionen als Koeffizienten. Nimmt man die Amplitude A gleich eins, so ist:

$$\begin{aligned}q=&J_0\left(\frac{\triangle\omega}{p}\right)\cdot\cos\omega t\\&-J_1\left(\frac{\triangle\omega}{p}\right)\cdot\left\{\cos(\omega-p)t-\cos(\omega+p)t\right\}\\&+J_2\left(\frac{\triangle\omega}{p}\right)\cdot\left\{\cos(\omega-2p)t+\cos(\omega+2p)t\right\}\\&-J_3\left(\frac{\triangle\omega}{p}\right)\cdot\left\{\cos(\omega-3p)t-\cos(\omega+3p)t\right\}\\&+-\ -\ -\ -\ -\ -\ -\ -\ -\ -\ -\ -\end{aligned}$$

Digitized by Google

Darin erkennt man sofort die Frequenzen:

$$\omega, \quad \omega \pm p, \quad \omega \pm 2p, \quad \text{usw.}$$

Das ganze praktische Problem des Maßes der Störung, durch Frequenzmodulation verursacht, wird bedingt durch den „Modulationsindex" $m = \frac{\Delta\omega}{p}$.

Die Amplitude der Frequenzkomponenten für einen gegebenen Wert des Index m entnimmt man einer Tafel für die Besselschen Funktionen, also kann das Frequenzspektrum für jeden Sonderfall bestimmt werden. Bild 1 zeigt die Ergebnisse dieser Rechnung

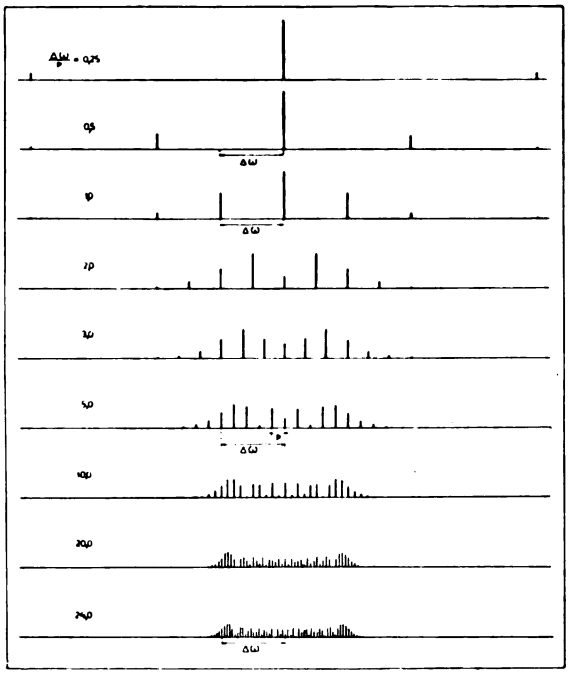


Bild 1.

für einige Werte des Indexes m, wobei die absolute Frequenzabweichung $\Delta\omega$ konstant angenommen ist und die Audiofrequenz p variiert wird. Für kleine Werte von m besteht das Spektrum praktisch nur aus einer Trägerwelle mit der Frequenz ω und zwei Nebenfrequenzen $\omega \pm p$. Dann ist

$$q = \cos \omega t - m \sin pt \cdot \sin \omega t. \qquad (5)$$

Vergleichung von Gl. (5) mit

$$q_1 = (1 - m \sin pt) \sin \omega t \qquad (6)$$

(die Darstellung derselben Trägerwelle, aber mit Amplituden-Modulation durch dasselbe Signal) zeigt, daß im betrachteten Grenzfall beide Modulationsarten dasselbe Resultat geben, abgesehen davon, daß die Trägerwelle um 90° phasenverschoben ist. Weitere Vergrößerung von m hat zur Folge, daß allmählich mehr Nebenfrequenzen hervorkommen, wovon die Amplituden durch die Werte der Besselschen Funktionen bedingt werden. Es kann vorkommen, daß einige der Amplituden (einschließlich deren der Trägerwelle) gleich Null werden, und zwar falls der Index m gleich einer Wurzel der übereinstimmenden Besselschen Funktionen wird. Hat der Index m einen großen Wert, so erscheinen die Nebenfrequenzen in großer Entfernung von der Trägerwelle. Nähert sich p der Null, wird also m unendlich groß, so wird bei dem Grenzwert das ganze Intervall $2\Delta\omega$ durch ein kontinuierliches Bandspektrum eingenommen.

Fall *b*. Nennen wir die periodisch von + 1 nach — 1 springende Funktion $\Gamma os\, pt$. Gleichung (2) wird nun:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \omega^2 \left(1 + \frac{2\Delta\omega}{\omega} \cdot \Gamma os\, pt\right) q = 0.$$

In derselben Weise wie für Fall *a* findet man:

$$q = A \cdot \cos\left(\omega t + \Delta\omega \int \Gamma os\, pt \cdot dt\right),$$

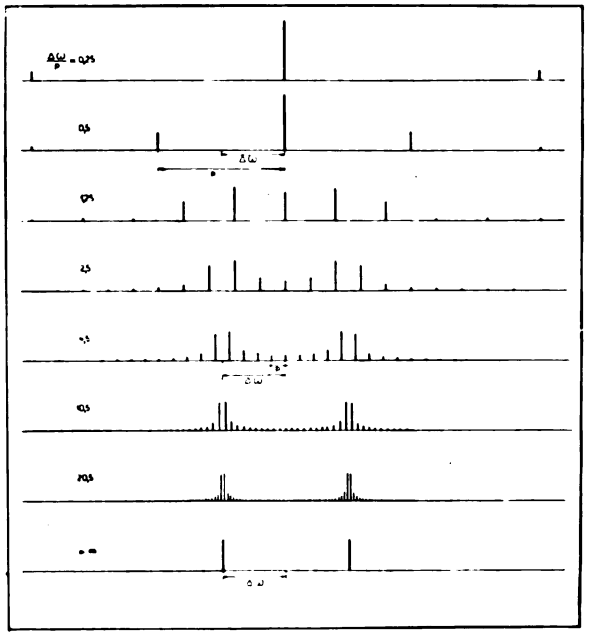


Bild 2.

welche Form (wieder mit $A = 1$) entwickelt werden kann in die Fouriersche Reihe:

$$q = \frac{2}{\pi}\left[\frac{m}{m^2} \cdot \sin\left(m\frac{\pi}{2}\right) \cdot \cos \omega t\right.$$
$$+ \frac{m}{m^2 - 1} \cdot \cos\left(m\frac{\pi}{2}\right) \cdot \left\{\cos(\omega - p)t - \cos(\omega + p)t\right\}$$
$$- \frac{m}{m^2 - 2^2} \cdot \sin\left(m\frac{\pi}{2}\right) \cdot \left\{\cos(\omega - 2p)t + \cos(\omega + 2p)t\right\}$$
$$- \frac{m}{m^2 - 3^2} \cdot \cos\left(m\frac{\pi}{2}\right) \cdot \left\{\cos(\omega - 3p)t - \cos(\omega + 3p)t\right\}$$
$$\left. + - - - - - - - - - - - - - - - - \right]$$

Dieselbe Frequenzkomponenten ω, $\omega \pm p$, $\omega \pm 2p$, usw. wie im Fall *a* kommen also auch hier vor. Bild 2 gibt die graphische Darstellung der relativen Amplituden. Nimmt der Index m zu von Null bis Unendlich, so zeigen die aufeinanderfolgenden Spektren im Fall *a* und Fall *b* im wesentlichen dasselbe Bild. Nähert sich p der Null (unendlich langsame Tastgeschwindigkeit), wird also m unendlich groß, so entartet das Spektrum im Fall *b* in nur zwei Linien mit den Frequenzen $\omega \pm \Delta\omega$, wobei die Trägerwelle fehlt, während bei unendlich langsamer, sinusoidaler Modulation bei Telephonie (Fall *a*) ein kontinuierliches Bandspektrum innerhalb derselben Grenzen entsteht.

Digitized by Google

Schlußfolgerung: Die eingenommene Bandbreite wird bedingt durch den Wert des Modulationsindexes m. Bei Telephonie ist die Bandbreite praktisch gleich $\omega\Delta$, wenn $p < \Delta\omega$ ist, und gleich p, wenn $p > \Delta\omega$, also gleich der größten der beiden Werte p und $\Delta\omega$. Bei Telegraphie ist für nicht zu kleine Werte von m das Resultat praktisch dasselbe. Ist jedoch m klein (große Tastgeschwindigkeit), so liegen die Nebenfrequenzen nicht ganz innerhalb der Bandbreite $2p$. Th. J. Weyers.

H. Plendl. Hochfrequenzsteuerung mit Gitterstrom. Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 500 bis 505, 1929.

Die Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung eines neuen Prinzipes der frequenzstabilen Leistungsverstärkung beim Röhrengenerator. Es handelt sich hierbei um die Hochfrequenzsteuerung des Gitterableitestromes eines rückgekoppelten Röhrensenders. Ein

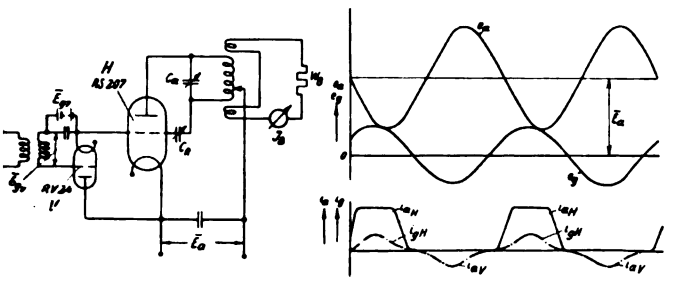


Bild 1.

Gitterstrom-gesteuerter Sender

Schaltbild

= Hauptrohr
= Vorrohr
$_{gv}$ = Gittergleichspannung am Vorrohr
$_{gv}$ = Gitterwechselspannung am Vorrrohr (Effektivwert)

Spannungs- u. Stromverlauf

i_{aH} = Anodenstrom i. Hauptrohr
i_{aV} = Anodenstrom im Vorrohr
i_{gH} = Gitterstrom im Hauptrohr

nach diesem Prinzip betriebener Sender besitzt gegenüber dem normalen fremdgesteuerten Sender eine wesentlich größere Leistungsverstärkung. Durch Anwendung der Gitterstrom-Hochfrequenzsteuerung läßt sich daher eine Verringerung der Stufenzahl bei quarzgesteuerten Sendern größerer Leistung erzielen. Bedeutung gewinnt dieser Umstand besonders für mobile Stationen, denn hier ist es notwendig, an Raum und Gewicht zu sparen und es stößt hier auf Schwierigkeiten, mehrere Leistungsstufen mit verschieden hohen Anodenspannungen nebeneinander zu betreiben.

Wirkungsweise.

Die Gitterstromhochfrequenzsteuerung arbeitet mit den beim selbsterregten und fremdgesteuerten Sender unterdrückten Pulsationen des Gitterableitestromes. Das Schaltbild und den zeitlichen Spannungs- und Stromverlauf zeigt Bild 1. An Stelle eines Gitterableitewiderstandes tritt ein Vorrohr oder Gitterrohr V und zwar ohne Drosseln in der Gitterleitung. In den positiven Halbwellen der Gitterwechselspannung e_g fließt ein Elektronenstrom i_{gH} im Hauptrohr von der Kathode zum Gitter. In den negativen Halbperioden der Gitterwechselspannung geht ein Elektronenstrom i_{aV} im Vorrohr von der Kathode zur Anode. Es sind also an die Wechselspannung e_g zwei Ventile mit entgegengesetzten Durchlaßrichtungen angeschlossen, welche abwechselnd Strom führen. Es gilt die Bedingung

$$\int i_{gH}\,dt = -\int i_{av}\,dt,$$

aber ohne daß sich hierbei ein mittleres negatives Gitterpotential auszubilden braucht. Die Sättigung des Vorrohres begrenzt die Amplitude von i_{av} und damit auch den Scheitelwert des Gitterstromes i_{gH} vom Hauptrohr. Soll die damit verbundene Begrenzung der Leistungsabgabe des Senders vermieden werden, so muß das Vorrohr so gewählt werden, daß seine Sättigung höher liegt als die maximale Amplitude des Gitterstromes i_{gH}.

Die Schaltung ist der bei Gittergleichstrommodulation verwendeten ähnlich, in ihrer Wirkungsweise aber von dieser grundverschieden. Das in der Gitterleitung liegende Vorrohr V stellt ohne aufgedrückte Wechselspannung $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ (Effektivwert) einen gewissen Gitterableitewiderstand dar. Diesem entspricht eine bestimmte Rückkopplung für das Einsetzen von selbsterregten Schwingungen. Wird nun die Rückkopplung verringert durch Verkleinern der Kapazität von C_R, so setzen die Schwingungen bei einem gewissen Wert C_{R1} wieder aus. Legt man jetzt an Gitter und Kathode des Vorrohres V eine Spannung $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ von beliebiger Frequenz, so wird sein innerer Widerstand geändert, z. B. erniedrigt, wenn der Arbeitspunkt in der Nähe des unteren Knickes seiner Kennlinie liegt. Dieser Verkleinerung des Ableitewiderstandes entspricht aber eine Verringerung der für das Einsetzen von Schwingungen mindestens erforderlichen Rückkopplung. Die Schwingungen setzen bei der jetzigen Stellung C_{R1} wieder ein und reißen erst bei weiterer Verkleinerung auf C_{R2} wieder ab. Stimmt man nun bei dieser Stellung C_{R2} den Hauptsender genau auf die Steuerfrequenz ab, so tritt für den jetzt in dieser Frequenz pulsierenden Gitterableitestrom eine weitere Erniedrigung des Widerstandes ein und die eingestellte Rückkopplung C_{R2} reicht wieder aus für die Anfachung von Schwingungen, aber allerdings nur von solchen in der Steuerfrequenz. Ein Aussetzen dieser gesteuerten Schwingungen tritt erst wieder bei erheblich verringerter Rückkopplung C_{R3} auf. Zwischen den Rückkopplungsstellungen C_{R2} und C_{R3} liegt der eigentliche Bereich der Steuerwirkung. Innerhalb dieses Bereiches sind nur dann Schwingungen des Hauptsenders möglich, wenn dieser auf die Steuerfrequenz abgestimmt ist. Steuersender und Hauptsender schwingen dann synchron und der Hauptsender ist frequenzstabil. Wird der Hauptsender verstimmt, so nehmen die Schwingungen erst ab und setzen schließlich ganz aus, da der Gitterableitewiderstand für alle anderen Frequenzen zu groß ist, um in diesem Rückkopplungsbereich noch Schwingungen zu ermöglichen. Wählt man nun die Rückkopplung stärker als diesem Bereich entspricht, z. B. so stark, daß sie bereits für Selbsterregung ausreicht, so schwingt bei genauer Abstimmung der Hauptsender immer noch synchron mit dem Steuersender und ist daher auch frequenzstabil. Bei zunehmender Verstimmung tritt aber jetzt nach beiden Seiten ein labiler Bereich auf, innerhalb welchem Schwebungen zu beobachten sind. Die Schwingungen von Steuersender und Hauptsender sind dann nicht mehr synchron, sondern sie pendeln. Die Leistung des

Digitized by Google

Hauptsenders ist dann sehr gering. Bei noch stärkerer Verstimmung schwingen beide Sender selbständig in ihren Eigenfrequenzen. Bei der Gitterstromhochfrequenzsteuerung ist im allgemeinen eine kräftige Rückwirkung auf den Steuersender über die Koppelspule des Vorrohres vorhanden. Je nach der Abstimmung des Hauptsenders wird dadurch die Steuerspannung erhöht oder erniedrigt. Diese Rückwirkung genügt leicht, um einen an Gitter und Kathode des Vorrohres angeschlossenen Quarzkristall zum Schwingen anzuregen. Dieser übernimmt dann die Steuerung, ohne die Leistung des Hauptsenders wesentlich zu verändern.

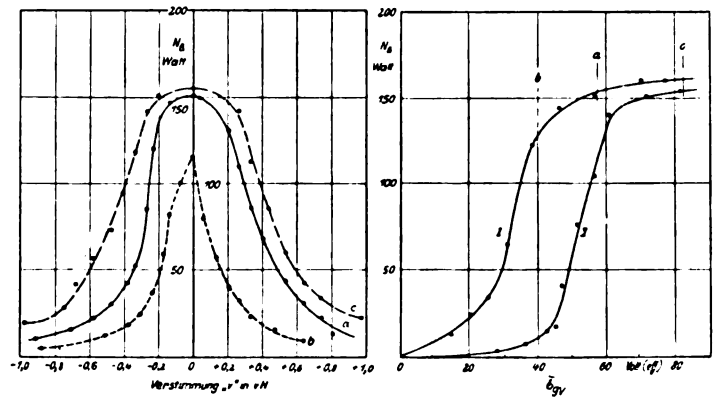


Bild 2.

Einfluß von $\widetilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ und E_{gv} auf die Nutzleistung N_B

Kurve a) $\widetilde{\mathfrak{E}}_{gv} = 57$ Volt (eff)
Kurve b) $= 40$ Volt
Kurve c) $= 82$ Volt

Konstant: $E_a = 2400$ Volt
$\varkappa = 0{,}2$
$C_R = 72$ cm
$\lambda = 100$ m

Kurve I) $E_{gv} = -50$ Volt
Kurve II) $E_{gv} = -100$ Volt

Verhalten bei verschiedenen Betriebszuständen.

Die Schaltung, an welcher die Untersuchungen vorgenommen wurden, zeigt Bild 1. Der hier nicht gezeichnete Steuersender wurde einstufig und mit Quarzsteuerung betrieben, als Rohr wurde die RS 55 (10 Watt) benutzt. Für den Hauptsender wurde das 1,5 kW-Rohr RS 207, für das Gitterrohr V der letzteren das Endverstärkerrohr RV 24 verwendet. Die Wellenlänge betrug in allen Fällen 100 m. Der Belastungskreis war aperiodisch, also ohne Abstimmkondensator, an den Sender angekoppelt, die hiermit gemessene Leistung N_B war daher nicht die maximal erzielbare. Bei verschiedenen Betriebszuständen wurden hauptsächlich zwei Arten von Kurven experimentell ermittelt. Einerseits wurden Steuerkurven aufgenommen, welche die im Belastungskreis gemessene Nutzleitung N_B in Watt abhängig von der vom Steuersender auf das Gitter des Vorrohres übertragenen Wechselspannung $\widetilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ in Volt effektiv zeigen. Andererseits wurden Resonanzkurven aufgenommen, welche die Nutzleistung N_B abhängig von der Verstimmung v des Hauptsenders in Prozent zeigen. Bei den Steuerkurven wurde für jeden Meßpunkt der Schwingkreis des Hauptsenders auf maximalen Strom J_B im Belastungskreis eingestellt.

In Bild 3 sind als Beispiel solche Steuerkurven (rechts) und Resonanzkurven (links) dargestellt. Die beiden Steuerkurven zeigen den Einfluß der Gittervorspannung E_{gv} am Vorrohr. Die drei Resonanzkurven sind für die drei verschiedenen Werte a, b und c der Gitterwechselspannung $\widetilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ von Steuerkurve I aufgenommen. Diese Kurven stellen den Einfluß der Aussteuerung des Senders auf seine Abstimmbreite dar. In ähnlicher Weise wurde noch der Einfluß der Rückkopplung, der Steuersenderankopplung und der Anodengleichspannung untersucht, ferner wurde das Verhältnis von Nutzleistung, Wirkungsgrad und Rückwirkung graphisch dargestellt. Schließlich wurde der gitterstrom-gesteuerte Sender mit dem selbsterregten in bezug auf Leistungsabgabe und Wirkungsgrad verglichen. Die beiden Senderschaltungen waren in dieser Hinsicht annähernd gleichwertig, die Leistung im Belastungskreis betrug bei 3000 Volt (max. Betriebsspannung = 4000 Volt) etwa 600 Watt, der Wirkungsgrad lag bei 50%. Bei dieser Hochfrequenzleistungsabgabe von 600 Watt sind die im vorliegenden Fall nicht unbedeutenden Zwischenkreisverluste nicht berücksichtigt.

Es ergibt sich, daß die Gitterstrom-Hochfrequenzsteuerung eine frequenzstabile Hochfrequenz liefert, welche bei Quarzsteuerung unempfindlich ist gegen Erschütterungen. Gegenüber dem normalen fremdgesteuerten Kaskaden-Sender kommt man bei gleicher Endleistung etwa mit der halben Stufenzahl aus, spart also entsprechend an Gewicht, Raum und an verschieden hohen Betriebsspannungen. Unter Umständen könnte sich allerdings die größere Abstimmschärfe beim gitterstrom-gesteuerten Sender nachteilig bemerkbar machen. H. Plendl.

Dietwald Thierbach. Selbsttätige Reglung von Schwunderscheinungen im Kurzwellenverkehr. VDE-Fachbericht-Sonderheft 1929, S. 105—107.

Einrichtungen zur Verminderung der Fadings gewinnen bei der ständig wachsenden Bedeutung der

Digitized by Google

Kurzwellenverbindung immer mehr an Interesse. Der Aufsatz beschreibt eine Fadingsreglung, die auf der niederfrequenten Seite der drahtlosen Verbindung arbeitet. Sie ist im Zentrallaboratorium der Siemens & Halske A. G. entwickelt worden. Die Versuche auf einer Probestrecke Hamburg-Berlin sind gemeinsam vom RPZ und den Firmen Telefunken und Siemens & Halske durchgeführt worden. Das Schema der Anordnung zeigt Bild 1.

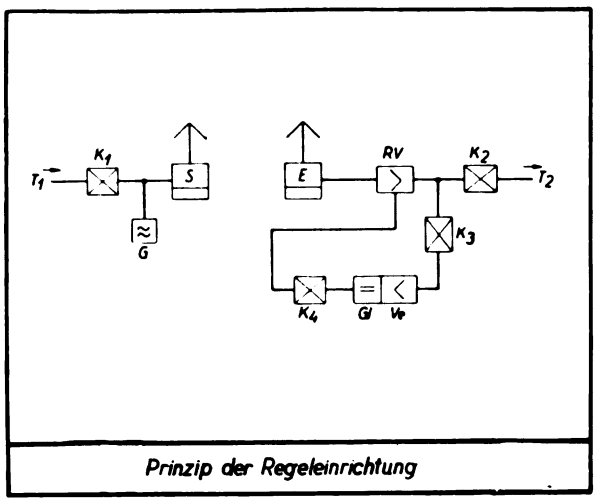


Bild 1.

Außerhalb des zur Zeichenübertragung benutzten Frequenz-Bandes wird eine besondere Steuerfrequenz mit konstanter Amplitude über die drahtlose Strecke geschickt, deren Größe am Empfangsort ein Maß für die Uebertragungsverhältnisse gibt, unabhängig davon, ob Signalströme vorhanden sind oder nicht. Diese Steuerfrequenz wird ausgesiebt, verstärkt und gleichgerichtet. Die gewonnene Gleichspannung wird als Gittervorspannung eines Regelverstärkers benutzt. Steigt die Amplitude, so steigt die Gittervorspannung, so daß die Verstärkung des Regelverstärkers entsprechend sinkt und umgekehrt.

Die Untersuchung einer solchen Einrichtung im Laboratorium ergab, daß Fadings von 4 Nepern noch gut ausgeglichen werden.

Auf der drahtlosen Strecke wird die Genauigkeit der Regelung beeinflußt durch selektive Fadings, d. h. durch Fadings, die selektiv nur einzelne Stellen des Frequenzbandes betreffen. Oszillogramme, die auf einer Versuchsstrecke Berlin-Hamburg und zurück aufgenommen wurden, zeigten, daß zwar die Augenblickswerte der übertragenen Frequenzen nicht genau geregelt werden, daß aber eine Verminderung der Lautstärkeschwankungen eintritt und vor allem ein bestimmter Mittelwert erhalten bleibt.

Eine Stabilisierung der Uebertragungsverhältnisse der drahtlosen Strecke ist besonders wichtig, wenn es sich um den Anschluß einer Kurzwellentelephonieverbindung an das normale Fernsprechnetz handelt.

Die Stabilität einer solchen Verbindung hat zur Bedingung, daß die Dämpfung im Vierdrahtkreis positiv bleibt. An einer Versuchsverbindung auf der schon erwähnten Strecke Hamburg-Berlin wurde eine ganze Reihe von Messungen durchgeführt, deren Auswertung einen Vergleich der Sicherheit der Stabilität der drahtlosen Verbindung mit der Sicherheit einer normalen Fernsprechverbindung ermöglicht. Verlangt man gleiche Sicherheit für beide Verbindungen, so muß die Restdämpfung der drahtlosen Strecke bei Einsatz der Regeleinrichtung um 0,5 Neper, ohne Regeleinrichtung um 2 Neper höher sein als die der normalen Fernverbindung. Eine Dämpfungserhöhung um 0,5 ergibt in den meisten Fällen noch eine brauchbare Verbindung, während eine Erhöhung um 2 Neper nicht tragbar erscheint.

Bei Uebertragung von Tonfrequenztelegraphie mit 6 Telegraphiekanälen in Richtung Hamburg-Berlin brachte die Anwendung der Regeleinrichtung eine wesentliche Verminderung des Zeichenausfalles. Der Wert der Fadingreglung zeigte sich weiter bei Versuchen, Telephonie und Telegraphie gleichzeitig zu übertragen.

Auf der Ueberseestrecke Berlin-Buenos-Aires werden die Versuche fortgesetzt werden.

D. Thierbach.

R. Jouaust. Die sehr kurzen Wellen. (Les ondes très courtes.) L'Onde El. **9**, 5—17, 1930.

Die Arbeit gibt einen Ueberblick über die französischen mit Wellen unter 10 m Länge angestellten Versuche, insbesondere die Arbeiten von Ferrié, Gutton und Touly, David, Beauvais u. a. Eine praktische Verwendung hat dieser Kurzwellenbereich zum Ersatz kurzer Unterseekabel gefunden, z. B. zur Verbindung von Inseln mit dem Festland, wobei nicht nur die Kostenfrage, sondern auch die Möglichkeit eines Telephonieverkehrs von Bedeutung ist.

Eingehender wird über die Versuche zwischen Korsika und dem Festland berichtet. Wegen der Wichtigkeit direkter Sicht zwischen Sender und Empfänger waren diese auf Bergen in 1100 bzw. 550 m Höhe aufgestellt. Die Entfernung betrug 205 km. Obwohl unter diesen Umständen keine vollkommene optische Sicht herrschte, wurden große Empfangslautstärken erreicht, die auch bei einer Verminderung der Höhe des Empfängers noch erhalten blieb. Daraus ist

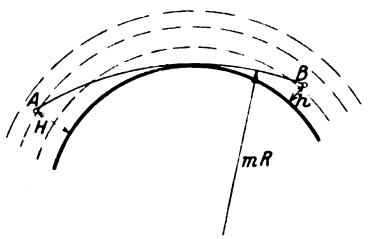


Bild 1.

zu schließen, daß die kurzen Wellen in Schichten verschiedener Feuchtigkeit, Temperatur oder verschiedenen Druckes über der Erd- oder Meeresoberfläche gebrochen werden. Infolgedessen durchlaufen sie einen Kreisbogen, dessen Radius ein von den atmosphärischen Verhältnissen abhängiges Vielfaches m des Erdradius R beträgt. Aus optischen Beobachtungen ist dieser Faktor m zu 10,5 ermittelt worden, und es liegt nahe, denselben Wert auch auf die elektrischen Wellen anzuwenden. Beträgt H die Höhe des Senders und h die des Empfängers, so ergibt sich die Reichweite L zwischen A und B in Bild 1 zu:

$$L = \sqrt{R \cdot H \frac{2 \cdot m}{m-1}} + \sqrt{R \cdot h \frac{2 \cdot m}{m-1}}$$

Digitized by Google

An sonnigen Tagen wurden regelmäßige Schwunderscheinungen beobachtet, die auf verschiedene Erwärmung und Abkühlung der Luft über dem Meere zurückgeführt werden und bei bedecktem Himmel verschwinden. H. E. Hollmann.

G. A. Beauvais. Drahtlose Telephonverbindung auf sehr kurzen Wellen. (Communication radiotéléphonique zur ondes très courtes.) Ann. de Postes Tél. **19,** 293—307, 1930.

In dieser Arbeit werden einige nähere Angaben über den Telephonieverkehr zwischen Korsika und dem Festland auf etwa 5 m Welle gemacht (vgl. das vorhergehende Referat).

Der Sender ist ein Gegentaktoszillator nach Mesny mit induktiver Koppelung zwischen Gitter- und Anodenkreis und mit Modulation durch Parallelröhre. Der Empfänger, dessen Hochfrequenzteil der Senderschaltung analog ist, arbeitet mit Pendelrückkopplung. Als Antennen dienen sowohl auf der Sende- wie auf der Empfangsseite Dipole, welche teils in Halb-, teils in Ganzwellen erregt werden und über Paralleldrahtleitungen mit den Apparaturen gekoppelt sind. Besonders vorteilhaft erwies sich die „Sägezahnantenne" von Mesny, die entsprechend Bild 1 aus einem mehrfach abgewinkelten Dipol besteht, dessen einzelne lineare Teilstücke auf Halbwellen abgestimmt sein müssen.

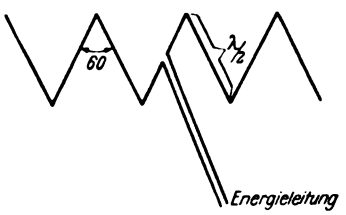


Bild 1.

Mit dieser Antennenform und einer Senderleistung von 35 Watt konnte ein regelmäßiger Telephonverkehr durchgeführt werden. Bei günstigen atmosphärischen Verhältnissen reichte sogar die von zwei Empfangsröhren gelieferte Leistung von 2,5 Watt zur Verständigung aus. Die Versuche wurden hauptsächlich auf Wellen zwischen 5 und 6 m angestellt; für eine kürzere Welle von 3,75 m war im allgemeinen eine größere Energie erforderlich.

Atmosphärische Störungen waren nicht bemerkbar, abgesehen von Blitzeinschlägen in der Nähe des Empfängers. H. E. Hollmann.

D. V. Gogate und D. S. Kothari. Weitere Versuche mit ultrakurzen Wellen. (Further experiments on ultra short waves) Indian Journ. of Phys. **6,** 349—358, 1930.

Die Arbeit schließt an die Untersuchungen Mazumdars an (Indian Journ. of Phys. **3,** 77, 1928; Referat ds. Zs. **34,** 196, 1929) und benutzt dieselbe Oszillatorenanordnung, bestehend aus einer Dreielektrodenröhre mit abstimmbaren Paralleldrahtsystem in der bekannten Dreipunktschaltung, wie sie in Bild 1 dargestellt ist. Die Schwingungen setzen dann ein, wenn der Widerstand r der Beziehung genügt:

$$r < \frac{L\mu}{(C_1 + C_2) r_p}$$

worin L die Selbstinduktion der Paralleldrähte, C_1 und C_2 die Anode-Kathode bzw. die Gitter Kathode-Kapazität, μ den Verstärkungsfaktor und r_p den inneren Anodenwiderstand der Röhre bedeutet.

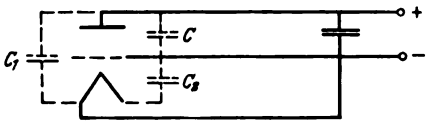


Bild 1.

Da die Kapazität des Schwingungskreises durch die innere Röhrenkapazität C zwischen Gitter und Anode gebildet wird, kann dieselbe aus der sich aus den geometrischen Abmessungen der Paralleldrähte ergebenden Induktivität L und der erzeugten Wellenlänge nach der Thomsonschen Schwingungsformel errechnet werden. Es ergab sich bei verschiedenen Wellenlängen ein Mittelwert von 7,9 cm.

Wird die Schwingröhre auf die aus Bild 2 ersichtliche Weise mit einem zweiten Schwingungskreis verbunden, so tritt in Uebereinstimmung mit der

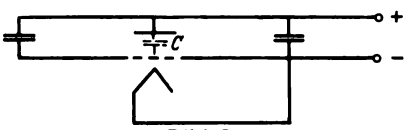


Bild 2.

Theorie kapazitiv gekoppelter Kreise eine Verkürzung der Wellenlänge ein. Auf Grund dieser neuen Welle wird die innere Röhrenkapazität zu 6,8 cm errechnet, was mit dem ersten Meßergebnis angenähert übereinstimmt. H. E. Hollmann.

A. Della Riccia. Ein Reflektor für sehr kurze polarisierte Hertzsche Wellen. (Réflecteur pour ondes hertziennes polarisées très courtes.) Rev. Gén. de l'El. **27,** 87—90, 1930.

Nachdem zunächst allgemein die Eigenschaften zylindrischer Reflektoren mit konischer, hyperbolischer und parabolischer Spiegelfläche betrachtet werden, behandelt der Verfasser ausführlicher einen zylindrisch-elliptischen Reflektor.

Die von einem in der Brennlinie F_1 (Bild 1) eines solchen Reflektors befindlichen Oszillator abgestrahlten Wellen werden in zwei Strahlenbündel zerlegt, von denen S_1 unmittelbar von F_1 ausgehend durch die

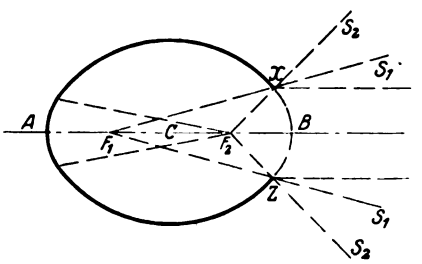


Bild 1.

Oeffnung XZ des Reflektors ausgeblendet wird, während S_2 nach Reflexion an dn Reflektorwandungen von dem zweiten Brennpunkt F_2 der Ellipse auszugehen scheint. Im allgemeinen weisen beide Strahlenbündel verschiedene Oeffnungswinkel auf, die nur dann gleich werden, wenn die Transversale XZ die Ellipsenachse im Zentrum C schneidet. Liegt die

Digitized by Google

Transversale zwischen A und C, so hat der direkte Strahl S_1 einen größeren Oeffnungswinkel als S_2, liegt sie dagegen zwischen F_2 und B, so überwiegt der Oeffnungswinkel des reflektierten Strahls.

Ein solcher nahezu geschlossener Reflektor zeigt keine Dispersionserscheinungen. Sein Strahlungswinkel, der durch F_2 als Scheitelpunkt und die Oeffnung XZ festgelegt wird, läßt sich durch Verschieben von XZ nach B beliebig verkleinern.

Vorteilhaft erscheint die Anwendung ebener Metallschirme an den Kanten X und Z, und zwar teilweise inner-, teilweise außerhalb des Reflektors und leicht gegen F_2 oder C zu geneigt. Außerdem kann der Reflektor mit einer Zylinderlinse versehen werden, die das von F_2 ausgehende Strahlenbündel vollkommen parallel austreten läßt. Um Störungen durch Beugung auszuschließen, soll die Oeffnung XZ den Betrag von 10 Wellenlängen nicht unterschreiten.

Der Oszillator kann entweder im Brennpunkt F_1 oder in F_2 angeordnet werden. Schließlich können auch zwei Oszillatoren in F_1 und F_2 benutzt werden, die jedoch in Gegenphase schwingen müssen. Auch ergeben sich für diesen Fall andere Abmessungen des Reflektors als bei nur einem Oszillator in F_1 oder F_2.

H. E. Hollmann.

K. Okabe. Ueber die kürzesten mit Magnetronen zu erreichenden Wellenlängen. (On the short wave limit of magnetron oscillations.) Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 652—659. 1929.

Im Anschluß an Arbeiten von Yagi (vgl. das Referat in dieser Ztschr. **34**, 114, 1929) werden die Magnetronschwingungen theoretisch behandelt. Die Theorie liefert das Ergebnis, daß die Wellenlänge unabhängig von der Anodenspannung und umgekehrt proportional der angelegten magnetischen Feldstärke, d. h. $\lambda \sim 1/\mathfrak{H}$ ist. Die experimentellen Ergebnisse lassen sich tatsächlich durch eine Beziehung $\lambda = 13\,000/\mathfrak{H}$ (Gauß) cm gut darstellen. Die Differenz zwischen den aus dieser Formel berechneten und den gemessenen Werten beträgt im Gebiet zwischen $\lambda = 38$ und 5,6 cm, im Maximum 16,5%, im Mittel nur ca. 6%.

Von der Anodenspannung V_a hängt nur die Intensität der erzeugten Schwingungen ab. Für eine maximale Amplitude soll nach dem Verfasser jedenfalls ungefähr die Beziehung bestehen

$$r_a = \sqrt{\frac{8mc^2}{\mathfrak{H}^2 \cdot e}} \cdot V_a = \frac{6{,}7}{\mathfrak{H}} \sqrt{V_a} \text{ cm},$$

worin r_a den Radius der zylinderförmigen Anode, e und m die Elektronenkonstanten bedeuten.

Im zweiten Teil wird über das Ergebnis von Versuchen berichtet, bei denen möglichst kurze Wellen mit ganz kleinen Magnetronen hergestellt und mit einem Lecherschen System gemessen wurden. Die Wellenlängen bewegen sich zwischen 11,5 und 5,6 cm. Die verwendeten Magnetronen haben folgende Dimensionen:

	Durchmesser des Anoden-Zylinders	Länge	Durchmesser der Glühkathode
I	0,5 cm	0,8 cm	0,01 cm
II	0,35 „	0,5 „	0,01 „
III	0,25 „	0,5 „	0,01 „

In der Zusammenfassung macht der Verfasser dann noch folgende Ueberschlagsrechnung. Wenn man die Feldstärke $\mathfrak{H}$ auf 20 000 Gauß erhöhen könnte, so müßte man, um $\lambda = 6{,}5$ mm mit maximaler Intensität zu erhalten, einen Anodenzylinder von 0,34 mm Radius und 10 000 Volt verwenden. Wenn diese Kombination wohl auch z. Zt. kaum möglich ist, so zeigt die Ueberlegung doch, daß das bisher Erreichte keineswegs die Grenze des Erreichbaren darzustellen braucht.

J. Zenneck.

E. V. Appleton. Messungen der wirksamen Höhe der ionisierten Atmosphärenschicht. (On some measurements of the equivalent hight of the atmospheric ionised layer.) Proc. Royal Soc. A. **126**, 542—569, 1930.

1. Theoretische Grundlage der Methode.

a) Die bekannte Methode besteht darin, daß im Sender die Frequenz gleichmäßig um einen Betrag Δf geändert und im Empfänger die Anzahl der

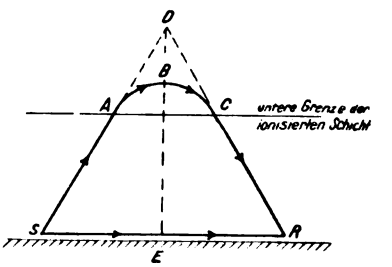


Bild 1.

Maxima Δn beobachtet wird, die bei dieser Frequenzänderung um Δf durch Interferenz zwischen Luft- und Bodenwelle zustandekommen.

Es sei in Bild 1 der tatsächliche Weg der Luftwelle die Kurve $SABCR$. Dann ist die Zeit, die die Luftwelle von S nach R braucht, $= \int_{SBR} \frac{ds}{u}$, worin u die Gruppengeschwindigkeit der Luftwelle und ds ein Linienelement des Wegs der Luftwelle ist. Der tatsächliche Weg der Luftwelle, der zum Teil (oberhalb AC) in einem ionisierten Medium verläuft, ist also äquivalent einem Weg $c\int_{SBR} \frac{ds}{u}$ in einem nicht ionisierten Medium. Wenn das magnetische Erdfeld für u keine wesentliche Rolle spielt, wie es bei extrem kurzen Wellen tatsächlich der Fall ist, so läßt sich zeigen, daß dieser äquivalente Weg

$$c\int \frac{ds}{u} = \int \frac{ds}{\mu}$$

ist, wenn μ den Brechungsexponenten in der Höhe ds, d. h. das Verhältnis der Phasengeschwindigkeit in nicht ionisierter Luft zu derjenigen in der ionisierten Luft an der Stelle ds bedeutet. Der äquivalente Weg ist dann nichts anderes als $SD + DR$ (vgl. Breit und Tuve, Phys. Rev. **28**, 571, 1926), und es ist dann DE die äquivalente oder wirksame Höhe der Schicht. In diesem Fall kann man dann das Dreieck SDR nicht nur aus dem Zeitunterschied zwischen Luft- und Bodenwelle, sondern auch durch Messung des Winkels CRE bestimmen, unter dem die Luftwelle auf den Erdboden einfällt.

Digitized by Google

Bei mittleren Wellenlängen gilt dies nicht mehr, da hier für die Gruppengeschwindigkeit das magnetische Feld der Erde, und damit auch der Winkel, den die Strecke SR mit dem magnetischen Erdfeld bildet, eine wesentliche Rolle spielt. Es ist aber auch in diesem Fall in Ermanglung von besserem üblich, aus dem Gangunterschied der Luft- und Bodenwelle das äquivalente Dreieck SDR zu konstruieren. Man kann aber in diesem Fall nur sagen, daß der äquivalente Weg $c\int\frac{ds}{u}$ größer ist als der tatsächliche Weg $\int ds$, und die äquivalente Höhe größer als die tatsächliche Höhe EB. Es ist aber in diesem Fall der äquivalente Weg nicht notwendigerweise $= SD + DR$.

b) Verwendet man im Empfänger eine Rahmenantenne und hat die EMK, die durch die Bodenwelle in ihr induziert wird, die Amplitude E_0, diejenige der Luftwelle die Amplitude E_1, und nimmt man an, daß die Luftwelle bei ihrer Reflexion am Erdboden weder ihre Phase noch ihre Amplitude ändert, so ist sie EMK in der Empfangsantenne von der Form

$$E_0 \sin\omega t + 2E_1 \sin\omega\left(t-\frac{P}{c}\right),$$

wenn $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz und P der optische Gangunterschied der beiden Wellen ist. Verwendet man einen Detektor mit quadratischer Charakteristik, so ist der Gleichstrom $\bar{i}$ in einem angeschalteten Galvanometer

$$\bar{i} = K\left(E_0^2 + 4E_1^2 + 4E_0E_1\cos\frac{2\pi f\cdot P}{c}\right)$$

Aendert man nun die Frequenz f allmählich, so nimmt i der Reihe nach maximale und minimale Werte an, je nach dem $\cos\frac{2\pi fP}{c} = +$ oder 1 ist. Man erhält ein neues Maximum, so oft $\frac{2\pi fP}{c}$ um 2π oder so oft $\frac{fP}{c}$ um 1 wächst, d. h. wenn man mit Δn die Maxima bezeichnet, die durch eine Frequenzänderung Δf hervorgerufen werden, so ist

$$\Delta n = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial f}(fP)\cdot\Delta f,$$

da P im allgemeinen von f abhängt. Würde P unabhängig von der Frequenz sein, so würde einfach $P = c\frac{\Delta n}{\Delta f}$ werden. Es ist aber von dem Verfasser (Proc. Phys. Soc. **41**, 43, 1928) allgemein gezeigt worden, daß

$$\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial f}(fP) = \int_{SBR}\frac{ds}{u} - \frac{SR}{c}$$

ist. Demnach ist dann auch

$$c\int_{SBR}\frac{ds}{u} - SR = c\frac{\Delta n}{\Delta f}$$

Aus den Beobachtungen der Anzahl Maxima, die man bei einer Aenderung der Frequenz um einen kleinen Betrag bekommt, erhält man also die äquivalente Länge $c\int_{SBR}\frac{ds}{u}$ der Luftwelle.

c) Die Größe, die die Methode liefert, ist also genau dieselbe wie bei den Versuchen mit kurzen Wellengruppen. Dort bestimmt man die Zeit t, um die die Wellengruppe auf dem Luftweg später ankommt als längs des Erdbodens. Diese Zeit ist aber $t = \int_{SBR}\frac{ds}{u} - \frac{SR}{c}$ und dies ist nach b) $= \frac{\Delta n}{\Delta f}$.

d) Bequemer ist die Gruppenmethode, wenn es sich um mehrere Luftwellen mit verschiedenen Intensitäten handelt. Andererseits läßt die Methode der Frequenzvariation zeitliche Aenderungen im Zustande der Atmosphärenschicht erkennen.

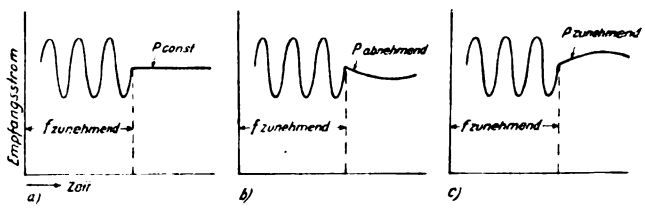


Bild 2.

Das gelingt auf zweierlei Weise. Denken wir uns die EMK in der Rahmenantenne wie oben

$$\sim E_0 \sin\omega t + 2E_1 \sin\omega\left(t-\frac{P}{c}\right),$$

so besitzt die Luftwelle gegenüber der Bodenwelle eine Nacheilung in der Phase um $\varphi = \frac{\omega P}{c}$, die sowohl bei Vergrößerung der Frequenz, als für konstante Frequenz bei Vergrößerung des Gangunterschiedes P wächst. Wenn man also zuerst die Frequenz wachsen läßt ($\Delta f > 0$) und dann konstant hält, und man beobachtet dann eine Aenderung des Detektorstroms in derselben Richtung wie vorher bei Vergrößerung von f, so folgt daraus, daß der Gangunterschied P sich vergrößert. Es sind also 3 Fälle möglich, die in Bild 2 dargestellt sind.

Eine zweite Methode um den Gangunterschied P zu messen ist die folgende. In irgendeinem Moment sei $P = n\lambda$, wenn der Weg der Luftwelle um n Wellenlängen länger ist als derjenige der Bodenwelle. Es ist also

$$n = \frac{fP}{c} = \frac{\varphi}{2\pi}.$$

Wenn nun f künstlich variiert wird und gleichzeitig auch noch P aus natürlichen Gründen sich ändert, so wird

$$\Delta n = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial f}(fP)\Delta f + \frac{f}{c}\Delta P = \left[\int\frac{ds}{u} - \frac{SR}{c}\right]\Delta f + \frac{f}{c}\cdot\Delta P$$

Nun soll während einer kurzen Zeit $\Delta t'$ f um Δf vergrößert werden. Außerdem soll in derselben Zeit P sich aus natürlichen Gründen ändern. Die Anzahl Maxima, die man tatsächlich in dieser Zeit beobachtet, seien Δn_1. Dann soll die Frequenz um denselben Betrag Δf verkleinert werden, während die natürliche Aenderung von P ihren Fortgang in demselben Sinn wie vorher nimmt. Es ist dann

$$\Delta n_1 = \left(\int\frac{ds}{u} - \frac{SR}{c}\right)\Delta f + \frac{f}{c}\cdot\frac{\partial P}{\partial t}\cdot\Delta t'$$

Digitized by Google

$$-\Delta n_2 = -\left(\int \frac{ds}{u} - \frac{SR}{c}\right)\Delta f + \frac{f}{c}\cdot\frac{\partial P}{\partial t}\cdot\Delta t'$$

und es ergibt sich

$$\int \frac{ds}{u} - \frac{SR}{c} = \frac{\Delta n_1 + \Delta n_2}{2}$$

$$\frac{\partial P}{\partial t}\cdot\Delta t' = \frac{c}{f}\left(\frac{\Delta n_1 - \Delta n_2}{2}\right)$$

Diese Methode, die sich besonders für kurze Wellen (Δn verhältnismäßig groß) eignet, gestattet also die durch künstliche und natürliche Ursache hervorgerufenen Phasenverschiebungen zu trennen.

Eine Aufnahme, die diese Verhältnisse illustriert, ist Bild 3. Während der Frequenzerhöhung änderte sich aus natürlichen Gründen die Phase in einem Sinn, die dem durch die Frequenzerhöhung entgegengesetzt war; in der Zeit nach der Frequenzerhöhung, als die Frequenz konstant gehalten wurde, dauerte dieser natürliche Einfluß fort, ebenso auch nachher während der Frequenzerniedrigung, wo er in demselben Sinn ging wie die durch die Frequenzerniedrigung hervorgerufene Veränderung.

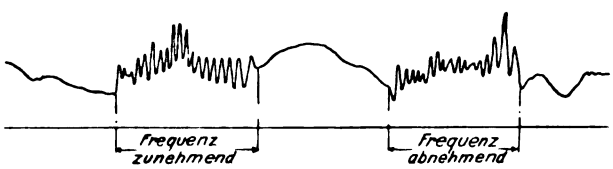


Bild 3.

2. Versuche und deren Ergebnisse.

Es handelt sich bei den Versuchen meist um Messungen der wirksamen Höhe in der Nacht, einige Stunden vor bis einige Zeit nach Sonnenaufgang. Die Empfangsstation war diejenige des Radio Research Board in Dogsthorpe (Peterborough). Als Sender diente derjenige in Bournemouth, derjenige in Teddington (Nat. Phys. Lab.) und derjenige in Birmingham, in Entfernungen von 242 bzw. 131 bzw. 112 km. Meist wurde derjenige von Teddington (131 km) benützt. Im ganzen wurden zwischen März 1926 und Dezember 1927 47 Versuchsreihen aufgenommen mit Wellenlängen, die in der Regel zwischen 300—600 m ($f = 0{,}5$ bis 1×10^6/sec) lagen.

a) In den meisten Fällen ist die zeitliche Aenderung der wirksamen Höhe der ionisierten Atmosphärenschicht folgende:

Nach Sonnenuntergang nimmt die Höhe langsam zu und erreicht ungefähr 30—40 Minuten vor Sonnenaufgang eine maximale Höhe im Mittel von 126 km. Danach fällt die Höhe sehr rasch bis ungefähr 100 bis 110 km ab. Damit sind im Einklang die Vorstellungen, die man sich schon früher über den Einfluß der Ionisierung durch die Sonnenstrahlung und denjenigen der Rekombination gemacht hat.

Abweichend davon kommt gelegentlich der Fall vor, daß die wirksame Höhe während der ganzen Nacht konstant, und zwar = 100—110 km bleibt. Es scheint also, daß bei diesen Gelegenheiten entweder die Rekombination der Ionen aus irgendeinem Grund unterbleibt, oder daß irgendeine ionisierende Ursache auf der Nachtseite der Erde die Rekombination kompensiert.

b) Unter Umständen wurde beobachtet, daß nach Sonnenaufgang Reflexionen in einer niederen Schicht mit der wirksamen Höhe von ungefähr 60 km zustande kommen. Es müssen also ausnahmsweise Bedingungen vorhanden sein, die diese in der Regel sehr stark absorbierenden Schichten zu einer Reflexion ohne starke Absorption befähigen.

c) Bei anderen Gelegenheiten, und zwar bisher nur in den Wintermonaten Oktober bis April während 3—4 Stunden vor Sonnenaufgang, wurden abnormal

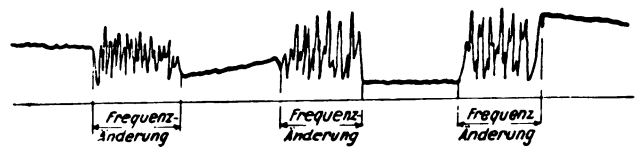


Bild 4.

große wirksame Höhen festgestellt, die zwischen 190 und 300 km lagen. Die Beobachtungen verliefen in diesem Falle meist folgendermaßen. Man bekam bei Variation der Frequenz zusammen mit den periodischen Amplitudenänderungen, die von der normalen Heaviside-Schicht herrührten, noch Aenderungen geringerer Periode, die also das Vorhandensein von Wellen mit größerem Gangunterschied anzeigten. Nach einiger Zeit verloren die Amplitudenänderungen, die von der Heaviside-Schicht herkamen, stark an Intensität und diejenigen mit dem abnormal hohen Gangunterschied herrschten vor. Es scheint also in diesem Falle, daß die Wellen durch die normale Heaviside-Schicht hindurchdringen und dann an einer viel höheren, stark ionisierten Schicht reflektiert werden. Damit steht im Einklang, daß ungefähr 80 Minuten vor Sonnenaufgang am Boden, d. h. also viel früher als ein Einfluß des Sonnenaufgangs auf die

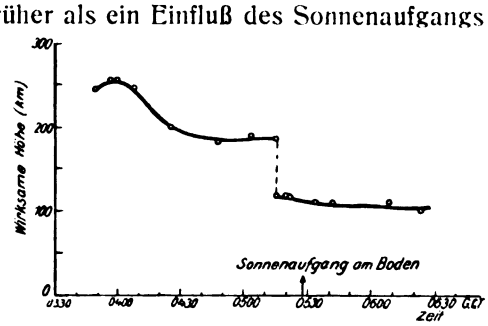


Bild 5.

Heaviside-Schicht beobachtet wird — 30 bis 40 Minuten vor Sonnenaufgang am Boden —, die Reflexionen an der normalen Heaviside-Schicht neben denjenigen an der extrem hohen Schicht wieder auftreten und schließlich bald allein übrig bleiben. Ein typisches Beispiel für diese Uebergangszeit ist in Bild 4 wiedergegeben, eine Aufnahme am 4. November 1927, 5.49 (Sonnenaufgang 6.58), mittlere Wellenlänge 400 m, Frequenzänderung 18 500/sec. Vor dieser Aufnahme war die Anzahl Maxima während einer Frequenzänderung 18,5. Der erste Frequenzwechsel in Bild 4 zeigt 17,5, die von der Reflexion an der abnormal hohen Schicht herrühren. Dieselbe Anzahl Maxima ist auch bei dem folgenden Frequenzwechsel vorhanden, außerdem aber — und noch ausgesprochener beim dritten Frequenzwechsel — je eine Serie von 6,5 Maxima, die auf die Reflexion an der normalen Heaviside-Schicht zurückzuführen sind. Trägt

Digitized by Google

man die beobachteten wirksamen Höhen in Abhängigkeit von der Zeit auf, so bekommt man Kurven, wie diejenige auf Bild 5, wobei nach dem eben Angeführten um die Zeit, in der der starke Abfall der wirksamen Höhe erfolgt, eine Reflexion sowohl an der abnormal hohen als an der normalen Schicht beobachtet wird.

Bei den hohen Gangunterschieden, die oben als Reflexionen an einer abnormal hohen Schicht gedeutet wurden, liegt der Verdacht nahe, daß es sich um eine doppelte Reflexion an der normalen Heaviside-Schicht handeln könnte. Der Verfasser untersucht diese Frage ausführlich. Er berechnet aus dem Gangunterschied, der einer Reflexion an der normalen Heaviside-Schicht entspricht, die wirksame Höhe derselben und daraus den Gangunterschied, den eine doppelte Reflexion (zweimalige Reflexion an der Schicht und dazwischen eine Reflexion am Boden) entsprechen würde. Damit stimmen die gemessenen hohen Gangunterschiede wohl in manchen Fällen, aber keineswegs immer überein, so daß also in diesen letzteren Fällen eine zweimalige Reflexion nicht in Frage kommen kann.

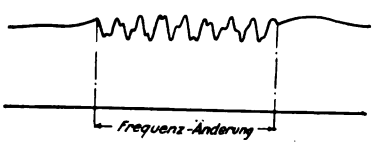


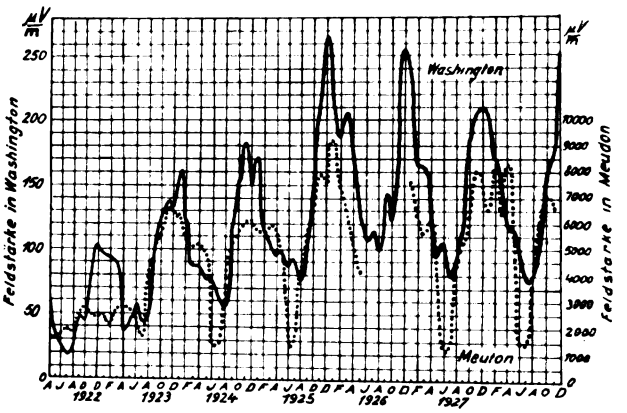
Bild 6.

Dagegen findet er gelegentlich eine zweimalige Reflexion an der abnormal hohen Schicht. Eine Aufnahme dieser Art ist diejenige auf Bild 6, deren primäre Maxima durch eine einmalige Reflexion an der abnormal hohen Schicht, die sekundären kleineren durch eine zweimalige Reflexion an dieser Schicht aufgefaßt werden müssen.

Am Schluß macht der Verfasser bezüglich der abnormal hohen ionisierten Schicht noch auf eine Möglichkeit aufmerksam. Die bisherige Erklärung war, daß unter Umständen zwei Schichten von starker Ionisierung vorhanden seien, getrennt durch ein weniger ionisiertes Gebiet. Tatsächlich könnten aber zwei verschiedene Gangunterschiede auch in folgender Weise an der normalen Heaviside-Schicht zustandekommen. Wenn die Schicht mit sehr starkem Ionisierungsgefälle an die unter ihr liegende Atmosphärenschicht anstößt, so erhält man merklich einen Strahlengang, wie bei einer wirklichen Reflexion. Wenn aber dieselbe Schicht aus irgendwelchen Ursachen anfängt, viel allmählicher in die untere Schicht überzugehen, so kann man eine Krümmung der Strahlen bekommen, die je nach dem Weg, den die Strahlen machen, den großen Gangunterschied geben kann, der bisher als eine Reflexion an einer extrem hohen Schicht aufgefaßt wurde. Es würde sich dann also nicht um zwei Schichten in verschiedenen Höhen, sondern um zwei verschiedene Zustände derselben Schicht handeln. J. Zenneck.

L. W. Austin. Empfangsmessungen an Langwellenstationen im Bureau of Standards während des Jahres 1928. (Long-wave radio receiving measurements at the Bureau of Standards in 1928.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 101—105, 1930.

Die fortlaufenden Empfangsmessungen an Langwellenstationen, die seit 1922 im Büro of Standards gemacht wurden, sind auch im Jahre 1928 fortgesetzt worden. Ueber ihre Ergebnisse berichtet die vorliegende Veröffentlichung. In dem nebenstehenden Bild



ist das Monatsmittel der Empfangsintensität seit 1922 wiedergegeben für die Station Lafayette (*LY*) bei Bordeaux ($f = 15\,900$/sec, $\lambda = 18\,900$ m, Antennenstrom = 535 Amp., wirksame Antennenhöhe 180 m, Entfernung von Washington 6160 km) und zwar nach den Messungen in Washington (ausgezogene Kurve) und denjenigen in Meudon bei Paris (punktierte Kurve). — Die atmosphärischen Störungen, die gleichzeitig gemessen wurden, zeigten gegenüber dem Vorjahr keine wesentliche Aenderung. J. Zenneck.

Rundfunkbestimmungen in den Vereinigten Staaten. In den Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 15—37, 1930 ist ein Bericht wiedergegeben, den eine Kommission des Institute of Radio Engineers bezüglich einer Reihe von Rundfunkproblemen ausgearbeitet hat, und zwar auf Anregung von Dr. I. H. Dellinger, des Chefingenieurs der Federal Radio Commission.

Der Bericht ist interessant, da er einen Schluß auf die vielseitigen Erfahrungen zuläßt, die man in den Vereinigten Staaten nach allen möglichen Richtungen des Rundfunks gemacht hat. Ein Referat über den Bericht würde zu weit führen. Es sollen aber wenigstens in folgendem die Punkte aufgeführt werden, auf die er sich bezieht.

1. Bedingungen für eine künstliche Antenne (eine solche soll zur Vermeidung von Störungen immer dann gebraucht werden, wenn irgendwelche Versuche oder Aenderungen am Sender gemacht werden, z. B. auch beim Anlassen des Senders, bis die Röhren sich im Temperaturgleichgewicht befinden).
2. Anlage von Rundfunksendern höherer Leistung mit Rücksicht auf stark bevölkerte Gebiete.
3. Synchronisierung von Gleichwellen-Stationen, d. h. von Sendern, die gleichzeitig dasselbe Programm mit derselben Frequenz geben sollen.
4. Zulässige Abweichung von der zugeteilten Frequenz.
5. Zulässiges Verhältnis von Tag- zur Nachtleistung.
6. Zulässige Intensität der Harmonischen oder anderer Strahlungen, deren Frequenz außerhalb der zugeteilten liegt.
7. Maximaler Modulationsgrad des Senders. (Gemeint ist damit der Modulationsgrad, der bei einem Sender möglich ist, ohne daß Verzerrung

Digitized by Google

eintritt. Je höher er ist, um so kleiner kann für eine bestimmte Niederfrequenzleistung im Empfänger die Leistung der Trägerwelle, und damit des Senders sein.)

8. Gute Methoden zur Festlegung der Leistung einer Station und zur Messung der Strahlung.

J. Zenneck.

W. Germershausen. Fortschritte auf dem Gebiete des Oxydkathoden-Gleichrichters. Helios **36**, 1—5 u. 9—10, 1930.

Während der Hochvakuumgleichrichter mit Glühkathode für hohe Spannungen und geringe Ströme

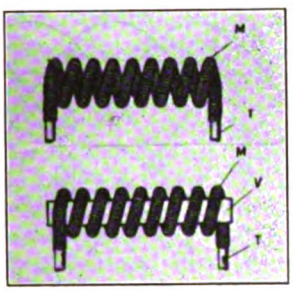


Bild 1.

sich allgemein als Anodenspannungsgleichrichter durchgesetzt hat, behauptet sich der Gleichrichter mit

Bild 2.

Glühkathode und Gasfüllung hohen Druckes als Akkumulatoren-Ladegleichrichter trotz der zunehmenden Konkurrenz des Trockengleichrichters und der indirekt geheizten Wechselstromkathoden. Die markantesten Vertreter dieser Typen sind wohl die Argongleichrichter mit Molybdän-Thorium-Kathode von Siemens und die mit Oxydkathode der AFA.

Der Verfasser berichtet in der vorliegenden Arbeit über Fortschritte, die in der Entwicklung der letztgenannten Gleichrichtertype in den letzten Jahren erzielt worden sind. Die neuen Aenderungen beziehen sich einmal auf die Oxydkathode: Durch Aufwicklung einer engen Nickelwendel *M* auf einen Wolframdraht *T*, der abermals gewendelt ist (s. Bild 1), wird die hohe Zerreißfestigkeit des Wolframs mit der guten Haftfestigkeit des Oxydes auf Nickel kombiniert. Sodann ist es gelungen, vollkommen maschinell die Fertigung des Kolbens durchzuführen: An Stelle der früheren, Handglasbläserarbeit erforderlich machenden Anodenarme (s. Bild 2), die den Anodendurchschlag verhüten mußten, sind neuerdings (Bild 3 und 4) Metallschirme S_1 und S_2, die mit der

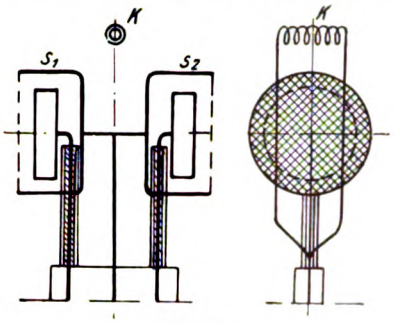


Bild 3.

Kathode *K* über einen hohen Widerstand leitend verbunden sind, angebracht, die den gleichen Zweck noch weitgehender erfüllen. Gleichzeitig wird durch diese Anordnung eine leichte Zündfähigkeit des Gleichrichters erzielt: Typen, die für eine Gleichspannung

Bild 4.

von 250 Volt bestimmt sind, arbeiten auch noch bei 20 Volt Gleichspannung sicher. Die maximale Leistung der zur Zeit in maschineller Fertigung hergestellten Kolben beträgt 30 Amp. bei 250 Volt.

Im weiteren Verlauf der Arbeit werden Schaltanordnungen mit den genannten Gleichrichtern für Starkstromzwecke und technische Ausführungsformen von Lade-Aggregaten mitgeteilt. W. Espe.

H. C. Steiner und **H. T. Maser.** Quecksilberdampfgleichrichter mit Glühkathode. (Hot-cathode mercury-vapor rectifier tubes.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 67—83, 1930. (Aus dem Forschungslaboratorium der Gen. El. Co. Schenectady.)

Der Gleichrichter hat im Betrieb einen Quecksilberdampfdruck von ungefähr $1—30 \cdot 10^{-3}$ mm *Hg*. Im allgemeinen hat der Gasinhalt einer Röhre mit Glühkathode den Vorteil, daß die Verdampfung der Glühkathode beschränkt, aber den schwerwiegenden Nachteil, daß die Lebensdauer derselben durch das Bombardement der positiven Ionen verringert wird. Im vorliegenden Fall ist wegen des geringen Gasdrucks der angegebene Vorteil ohne praktische Bedeutung. Der Nachteil des Ionen-Bombardements läßt sich nach der Entdeckung von A. W. Hull dadurch vermeiden, daß man mit der Bogenspannung

Digitized by Google

(Spannungsabfall in der Röhre) unter einem kritischen Wert bleibt, der bei trägen Gasen zwischen 20 und 25 Volt, beim Quecksilber-Dampfgleichrichter ungefähr 22 Volt beträgt.

Der neue Gleichrichter, der eine Oxydkathode besitzt, hat mit dem Hochvakuum-Glühkathoden-Gleichrichter gemeinsam die Brauchbarkeit für sehr hohe Spannungen. Er besitzt diesem gegenüber aber den Vorteil:

1. einer besonders einfachen Regulierbarkeit der Ausgangsgleichspannung,
2. eines hohen Wirkungsgrades,
3. geringer Kosten und zwar auch bezüglich der Transformatoren, an die nur die gewöhnlichen Anforderungen eines Wechselstromtransformators gestellt werden.

Die Vorteile 1. und 2. sind eine einfache Folge davon, daß bei dem neuen Gleichrichter wie bei einem gewöhnlichen Quecksilberdampf-Gleichrichter der Spannungsabfall, und zwar ziemlich unabhängig vom Strom, nur etwa 12—17 Volt beträgt, während er beim Hochvakuum-Gleichrichter, bei dem die negative Raumladung nicht durch die positiven Ionen kompensiert wird, viele 1000 Volt betragen kann.

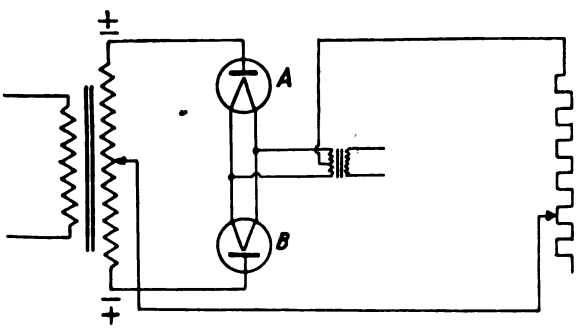


Bild 1.

Am besten zeigt die Verhältnisse die folgende Tabelle, die sich auf Dreiphasenbetrieb mit je sechs Röhren bezieht. Die erste Röhrenart (*UV* — 214) ist eine Hochvakuumröhre, die beiden andern sind neue Quecksilberdampf-Glühkathoden-Gleichrichter.

Die Leistung, die einer Röhre, gleichgültig in welchem Stromkreise sie sich befindet, entzogen werden kann, ist durch zwei Grenzen bestimmt:

1. die Spannung, die eine Röhre in der Drosselrichtung auszuhalten vermag, ohne durchzuschlagen,
2. den maximalen Strom, den die Kathode abgeben kann ohne erhebliche Reduktion ihrer Lebensdauer.

Bezüglich des ersten Punktes ist folgendes zu berücksichtigen.

Nimmt man der Einfachheit halber die Einphasenschaltung von Bild 1 und betrachtet man die Halbperiode, in der der Strom durch die Röhre *A* geht, d. h. diejenige, für die der an *A* angeschlossene Pol des Transformators positive Spannung hat, so besitzt die Kathode der Röhre *A* annähernd dieselbe positive

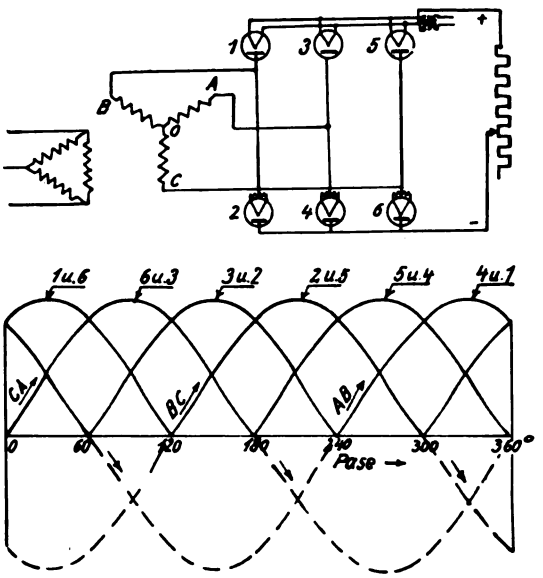


Bild 2.

Spannung wie der Transformatorpol, da der Spannungsabfall in der Röhre beim Stromdurchgang zu vernachlässigen ist. Die Kathode der Röhre *B* ist aber mit derjenigen von *A* direkt verbunden. Zwischen der Kathode der Röhre *B* und der Anode, die an den negativen Sekundärpol des Transformators angeschlossen ist, besteht also die ganze Sekundärspannung des Transformators, nicht etwa nur die halbe, wie man nach der Schaltung Bild 1 auf den ersten Blick annehmen könnte. In dieser Beziehung verhalten sich also diese Röhren verschieden von den Hochvakuums-Glühkathodenventilen, in denen der Spannungsabfall von ganz anderer Größenordnung ist.

Tabelle 2.

Röhre	Heiz- Spannung Volt	Heiz- Strom Amp.	Drosselspannung (Volt)	Max. Strom (Amp.)
UX—866	2,5	5	5000	0,6
UX—872	5	10	5000	2,5
UX—869	5	20	20000	5,0
UX—857	5	60	20000	20,0

Tabelle 2 enthält Angaben über die maximale Spannung und den maximalen Strom, der den verschiedenen Quecksilberdampf-Glükathoden-Gleichrichtern zugemutet werden darf.

Tabelle 1.

Röhre	Gleichstrom Volt	Amp.	KW	Spannungsabfall im Rohr Volt bei Amp.		Verluste im Glühfaden	im Rohr	Wirkungs-Grad
UV—214	15000	12	180	1560	6	6,9 kW	18,7 kW	87,6
UV—857	15000	12	189	15	12	1,8 kW	0,36 kW	98,8
UV—857	19100	20	382	15	20	1,8 kW	0,6 kW	99,4

Digitized by Google

Die Schaltungen, in denen diese Gleichrichter gebraucht werden können, sind natürlich dieselben, wie man sie für irgend welche andere Gleichrichter verwendet. Die Verfasser geben verschiedene an, darunter eine, die von D. C. Prince herrührt und nach ihrer Ansicht neu ist. Es ist die Dreiphasenschaltung von Bild 2. In dem unteren Teil des Bildes ist der Stromverlauf gezeichnet. Er ist ohne weiteres verständlich, wenn man daran denkt, daß z. B. das Spulenpaar *BC* in der einen Halbperiode durch die Röhren $2+5$, in der anderen durch die Röhren $1+6$ Strom liefert. Auf diese Weise erhält man also die Wirkung einer Sechsphasenanordnung mit dem Vorteil, daß in den Spulen des Transformators keine Gleichstromkomponente fließt.

Den Schluß der Abhandlung bilden eine Anzahl von Oszillogrammen bei den verschiedenen Schaltungen. J. Zenneck.

Ch. G. Suits. Die harmonische Analyse von elektrischen Schwingungen mit Hilfe eines Röhrenvoltmeters. (A thermionic voltmeter method for the harmonic analysis of electrical waves.) Proc. Inst. Radio Eng. 18, 178 bis 192, 1930.

Die Schwingung, die analysiert werden soll, und gleichzeitig die Schwingungen eines lokalen Schwingungserzeugers wirken auf den Gitterkreis einer Röhre. Die Frequenz des lokalen Generators kann auf die verschiedenen Harmonischen der zu analysierenden Schwingungen abgestimmt werden. Im Anodenkreis der Röhre befindet sich ein Strommesser in Kompensationsschaltung für den Ruhestrom. Soll die Amplitude einer Harmonischen gemessen werden, so wird die Frequenz des lokalen Generators so eingestellt, daß sie mit dieser Harmonischen ganz langsame Schwebungen bildet, und daß infolge davon der Zeiger des Strommessers im Tempo dieser Schwebungen sich hin und her bewegt. Unter der Voraussetzung, daß man bei den Messungen im quadratischen Teil der $i_a \perp e_g$-Charakteristik der Röhre bleibt, gilt für die Amplitude H der Harmonischen die Beziehung $H = k\frac{J_b}{L}$, wenn I_b die durch die Schwebungen hervorgerufenen Stromschwankungen im Strommesser des Anodenkreises, L die Amplitude des lokalen Generators und k eine Konstante, die ein für allemal bestimmt werden muß, bezeichnet.

Der Verfasser erörtert die Empfindlichkeit und Genauigkeit der Methode und gibt eine Anzahl von Beispielen, um ihre praktische Brauchbarkeit zu zeigen. J. Zenneck.

Bücherbesprechungen.

Fernmelderecht mit Rundfunkrecht. Dritte Auflage des „Funkrechts". Von Ministerialrat Dr. Eberhard Neugebauer. 1016 S. Berlin 1929. Verlag von Georg Stilke. Ganzl. geb. RM. 24.—.

Das Funkrecht war immer nur ein Teil des Fernmelderechts, als solches ist es durch den Gesetzgeber in das Gesetz über Fernmeldeanlagen vom 14. Januar 1928 wieder eingefügt worden. Erst die Erkenntnis des Wesenszusammenhangs von Funkrecht mit Fernmelderecht führt zur Lösung mancher funkrechtlichen Frage. Aus dem ehemals kleinen „Funkrecht" ist daher eine den Gesamtbereich des Fernmelderechts erfassende Darstellung geworden. Der Verfasser behandelt in 5 Kapiteln nach Allgemeinem das Gesetz über Fernmeldeanlagen, den Schutz des Bestandes und Betriebs der Fernmeldeanlagen, das Fernmeldewegerecht, das Telegraphenrecht und das Verkehrsrecht. Im Verkehrsrecht wird das Recht des Telegrammverkehrs, des Fernsprechverkehrs und des Funkverkehrs ausführlich behandelt. Der Abschnitt über den Funkverkehr zerfällt in die Unterabschnitte über Funkverkehrsformen (Schiffsfunkverkehr, Luftfunkverkehr, Funksonderdienste, Besondere Funknachrichtendienste) und das Rundfunkrecht (Organisation des Rundfunks, Funkfreunde, Versuchssender, Weltrundfunkrecht, Rundfunkstörungen, Antennenrecht, Funkurheberrecht, Patentfragen, Versicherungsfragen, Steuerrecht). Der Weg der drahtlosen Wellen ist unsichtbar, um so sichtbarer und doch sehr unangenehm sind an ihm die verschiedensten rechtlichen Schwierigkeiten aufgehäuft, die jeder zu überwinden hat, der sich als empfangender oder sendender Teil an der schönen „drahtlosen" Kunst, und sei es nur als Besitzer eines Empfängers, mitbeteiligt. Daher ist die durchdachte und überzeugende Art sehr zu begrüßen, mit der der Verfasser den um Rat Fragenden sicher durch die einander teilweise widerstrebenden Bestimmungen und auch Entscheidungen führt. Man möge nur den Abschnitt über das Antennenrecht nachlesen. Im 6. Kapitel bringt der Verfasser die wichtigsten Bekanntmachungen, Verleihungen, Beschlüsse; in dem 7. Kapitel einen technischen Anhang, der Definitionen für technische Fachwörter gibt. Dem Buch ist größte Verbreitung zu wünschen. A. Scheibe.

Der Erdschluß und seine Bekämpfung. Von Dr. Ing. G. Oberdorfer. VI und 115 S. mit 115 Textabb. und 2 Tafeln. Wien 1930, Verlag von Julius Springer. Preis RM. 12.50.

Mit der Vergrößerung der Hochspannungsnetze und mit der Steigerung der Betriebsspannungen gewinnt die Frage des Erdschlusses in Uebertragungsanlagen an Bedeutung. Im Gegensatz zu Niederspannungsanlagen ergeben sich bei Hochspannungsübertragungsleitungen infolge der Kapazität und Induktivität der Leitungen in Verbindung mit den elektrischen Eigenschaften der Transformatoren usw. Verhältnisse, deren rechnerische Verfolgung nicht ganz leicht ist. Als wertvolles Hilfsmittel bei derartigen Problemen erweist sich die symbolische Methode. Das vorliegende Buch befaßt sich mit Drehstromanlagen, wobei der Verfasser sich durchweg der Methode der symmetrischen Komponenten für die mathematischen Ableitungen bedient. Diese Rechnungsmethode, über

Digitized by Google

deren Grundlagen und Anwendungsmöglichkeiten auch andere Veröffentlichungen des Verfassers bekannt geworden sind, ermöglicht eine elegante Behandlung der an sich verwickelten Vorgänge. Eine kurze Einführung in die Regeln dieser Rechnungsart erleichtert dem noch weniger Geübten das Eindringen in diese spezielle Behandlungsweise.

Im Anschluß an die rechnerische Behandlung der Erdschlußprobleme gibt das Buch eine weitgehende Uebersicht über die Methoden und Geräte zur Erdschlußlöschung, zur Erdschlußmeldung und -Bekämpfung, wobei die Ausführungsformen der einzelnen Firmen beschrieben und durch Abbildungen erläutert werden. Ein Beispiel wird ausführlich mit zahlenmäßigen Berechnungen behandelt. Von ganz allgemeinem Interesse erscheinen die im Anhang beigegebenen Rechentafeln zur Bestimmung der Erdkapazität und des Erdschlußstromes von Freileitungen. Auch enthält das Buch ein wertvolles Verzeichnis der grundlegenden Patente, sowie ein nach Teilgebieten geordnetes reichhaltiges Literaturverzeichnis.

H. Rudolph.

Die Entwicklung des deutschen Rundfunks in Zahlen. 1923—1930. Zum 5-jährigen Bestehen der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft. 28 S. mit zahlreichen Abbildungen, Hrgg. von der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft, Berlin.

Das Heft gibt in mehrfarbigen symbolischen Schaubildern einen Ueberblick über die Entwicklung des deutschen Rundfunks in den ersten fünf Jahren seines Bestehens. Es kommen zur Darstellung u. a. die Gliederung der Rundfunkbehörden und -Gesellschaften, die Entwicklung des Sendenetzes, das Anwachsen der Hörerzahlen, die Beziehungen des Rundfunks zur Wirtschaft; besonders eingehend ist die Statistik der Programme dargestellt. Das Heft vermittelt so in nicht ermüdender Form als unterhaltendes Bilderbuch die wichtigsten statistischen Kenntnisse über den deutschen Rundfunk, dessen Bedeutung schon dadurch hervorgeht, daß er mit seinen über 3 Millionen angemeldeten Hörern in der Welt an zweiter Stelle steht.

E. Mauz.

Rundfunk und Elektrizitätsverbrauch. Ein Beitrag zur Frage der deutschen Stromwirtschaft. Ein Weckruf zum Kampf gegen die Rundfunkstörer. Von Dr. Herbert Antoine. 15 Seiten. Hrgg. von der Reichsrundfunkgesellschaft, Berlin 1930, gedruckt in der Reichsdruckerei.

Bei der raschen Entwicklung des Rundfunks hat man bisher noch wenig seine unmittelbaren und mittelbaren wirtschaftlichen Auswirkungen untersucht. Die vorliegende Schrift, welche die Reichs-Rundfunk-Gesellschaft zur 2. Weltkraftkonferenz herausgebracht hat, weist nach, in welchem Umfang der deutsche Rundfunk eine Steigerung des Elektrizitätsverbrauchs herbeigeführt hat. Selbstverständlich ist der unmittelbare Bedarf der Sender nebst allen zugehörigen Dienststellen nicht sehr hoch (4 Millionen kWh im Jahr). Schon höher ist bei der zunehmenden Verbreitung der Röhrenempfänger mit Netzanschluß der Gesamtverbrauch der Empfänger, der einschließlich Akkumulatorenladung auf 24 Millionen kWh im Jahr geschätzt wird. Größere Verbrauchszahlen ergeben sich mittelbar bei der Funkindustrie, beim Funkhandel und vor allem durch einen Mehrverbrauch an Licht beim Anhören der abendlichen Sendungen, wofür 36 Millionen kWh im Jahr angenommen werden. Diese Schätzungen, die mit ausländischen Angaben verglichen werden, ergeben zur Zeit einen durch den deutschen Rundfunk unmittelbar und mittelbar bedingten gesamten Jahresverbrauch von 125 Millionen kWh, entsprechend einem Wert von rund 31 Millionen Reichsmark. Da erst 20 % der Haushaltungen am Rundfunk teilnehmen, so kann noch mit einer wesentlichen Steigerung gerechnet werden. Für die Elektrizitätswirtschaft ist dabei von besonderer Wichtigkeit, daß ein erheblicher Teil dieses Verbrauches in Zeiten fällt, in denen die Werke geringer belastet sind. Da somit die Elektrizitätswerke in mehrfacher Hinsicht vom Rundfunk Vorteile haben, so wird ihnen nahegelegt, in Zukunft den Rundfunk mehr zu fördern, insbesondere durch bessere Störbefreiung.

E. Mauz.

Deutsches Rundfunkschrifttum. Verzeichnis der im Monat Januar 1930 erschienenen Bücher und Zeitschriftenaufsätze mit kurzen Erläuterungen. Bearbeitet von der Deutschen Bücherei. Hrgg. von der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft. 1. Jahrgang, 1. Heft, 72 S. Reichsverlagsamt, Berlin NW 40. Geh. RM. 6.— im Vierteljahr.

Die rasche Verbreitung des Rundfunks spiegelt sich auch in dem Anwachsen des einschlägigen Schrifttums wider. Es gibt heute über 100 deutschsprachige Zeitschriften und andere periodische Veröffentlichungen, die sich ausschließlich mit dem Rundfunk befassen. Daneben erscheinen auch in allgemeinen und in Fachzeitschriften in steigendem Maße Abhandlungen und Aufsätze über Rundfunkfragen.

Um unter diesen Verhältnissen einen Ueberblick über die den Rundfunk betreffenden Veröffentlichungen zu ermöglichen, haben sich die Reichs-Rundfunk-Gesellschaft in Berlin als die zusammenfassende und führende Organisation der deutschen Rundfunkgesellschaften und die deutsche Bücherei in Leipzig als die Sammelstelle des gesamten deutschsprachigen Schrifttums zur Herausgabe einer laufend erscheinenden Biographie über „Das Deutsche Rundfunkschrifttum" entschlossen. In monatlichen Heften von etwa 60 Seiten soll ein nach sachlichen Gesichtspunkten geordneter Ueberblick über alle einschlägigen Neuerscheinungen, sowohl die selbständigen Schriften wie die Zeitschriftenaufsätze, gegeben werden.

Das erste Heft enthält für Januar 1930 839 Titel, davon beziehen sich etwa die Hälfte (412 Veröffentlichungen) auf technische Fragen. Meist ist den Titeln eine ganz kurze Kennzeichnung des Inhalts angefügt. Durch eine gute Einteilung ist der Ueberblick sehr erleichtert, weiterhin ist eine Verfasser- und eine Sachübersicht in alphabetischer Folge beigegeben. Für den Physiker und Techniker sind in erster Linie die Abschnitte III. Allgemeine Funktechnik, IV. Sendetechnik und V. Empfangstechnik, die jeweils noch weiter nach Einzelgebieten unterteilt sind, von Interesse. Wer das Rundfunkschrifttum in einem über den engeren Rahmen rein wissenschaftlicher Veröffentlichungen hinausgehenden Umfang zu übersehen wünscht, dem werden diese Hefte ein geschätztes Hilfsmittel sein.

E. Mauz.

Digitized by Google

Band 36 **September 1930** **Heft 3**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite

H. O. Roosenstein: Die Fortleitung hochfrequenter elektrischer Schwingungsenergie (I. Teil). (Mit 5 Bildern im Text) 81
Johannes Pätzold: Die Erwärmung der Elektrolyte im hochfrequenten Kondensatorfeld und ihre Bedeutung für die Medizin. (Mit 15 Bildern im Text) 85
Walter Gerber: Raumladungsschwingungen in Dioden. (Mit 26 Bildern im Text) 98
Hermann Rieche: Die idealisierte statische Modulationskennlinie bei der Parallelröhren-Modulation. (Mit 3 Bildern im Text) . . 112

Referate

S. Harris (P. Hermanspann). Störmodulation in Hochfrequenzverstärkern 114
J. R. Nelson (P. Hermanspann). Über die Stabilität von neutralisierten Hochfrequenzverstärkern 114
B. E. Mießner (P. Hermanspann). Brumm in Netzanschlußempfängern. (Mit 2 Bildern im Text) 114

Seite

F. B. Llewellyn (J. Zenneck). Eine Untersuchung der Geräusche in Vakuum-Röhren und angeschlossenen Kreisen. (Mit 5 Bildern im Text) 115
K. S. Weaver u. W. J. Jones (J. Zenneck). Fabrikmäßige Prüfung von Röhren. (Mit 1 Bild im Text) 116
H. A. Pidgeon u. J. O. McNally (J. Zenneck). Eine Untersuchung über die Ausgangsleistung von Röhren verschiedener Typen. (Mit 1 Bild im Text) 117
S. Ballantine u. H. L. Cobb (J. Zenneck). Leistungscharakteristik der Pentode (Dreigitterröhre). (Mit einem Bild im Text) . . . 117
A. E. Thießen (P. Hermanspann). Die genaue Prüfung von Niederfrequenzverstärkern in der Fabrikation. (Mit 2 Bildern im Text) 118
R. A. Bragen u. H. C. Forbes (P. Hermannspann). Eine Kondensatorbrücke zur fabrikationsmäßigen Prüfung von Drehkondensatoren. (Mit 1 Bild im Text) 118
M. Boella (H. E. Hollmann). Röhrenvoltmeter. (Mit 1 Bild im Text) 120
R. C. Colwell (J. Zenneck). Wettervoraussage auf Grund von Intensitätsmessungen 120

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Nesper, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.
Abonnements sind zu richten an Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig C 1, Schloßgasse 9,
alle Anfragen betr. Inserate an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W. 35, Genthinerstr. 32.

Die Fortleitung hochfrequenter elektrischer Schwingungsenergie*)

Von **H. O. Roosenstein.**

Aus den Laboratorien der Telefunken-Gesellschaft, Berlin.

Inhaltsübersicht.

Einleitung.

Erster Teil.

I. Allgemeine theoretische Grundlagen der symmetrischen Energieleitungen.
1. Grundgleichungen.
2. Strom- und Spannungsverlauf auf symmetrischen Energieleitungen.
3. Das Wellenverhältnis.
4. Die Knotenbreite.

II. Energiefortleitung und Energieverluste auf Leitungen.
1. Die fortgeleitete Leistung.
2. Die Beziehung der fortgeleiteten Leistung zum Wellenverhältnis und zur Knotenbreite.
3. Energieverluste und Wirkungsgrad der Leitungen.

Zweiter Teil.

Daten von Leitungen, die in der Praxis Anwendung finden.

I. Die Wellenwiderstände.
1. Theoretische Formeln für Wellenwiderstände verschiedener Leitungen.
a) Der Wellenwiderstand der konzentrischen Rohrleitungen.
b) Der Gegentakt-Wellenwiderstand von Doppeldrahtleitungen.
c) Der Gleichtakt-Wellenwiderstand von Doppeldrahtleitungen.
2. Wellenwiderstandsmessungen.

II. Die Dämpfung.
1. Theoretische Formeln.
a) Berechnung der Dämpfung von Doppeldrahtleitungen.
b) Das Güteverhältnis von Doppeldrahtleitungen und Energieleitungen aus konzentrischen Rohren.
2. Messung der Dämpfung.

Dritter Teil.

Die Unsymmetrie bei Doppeldrahtleitungen.
1. Allgemeine Grundgleichungen.
2. Unsymmetrie von Leitungen, bei denen $W' \gg W$ ist.
3. Unsymetrie bei Leitungen, bei denen W' und W' dieselbe Größenordnung haben.
a) Leitungen mit geringer Unsymmetrie.
b) Leitungen mit starker Unsymmetrie.
4. Experimentelle Bestätigung der Theorie.
5. Beseitigung der Leitungsunsymmetrie.

Zusammenfassung.

*) Dissertation Dresden.

Digitized by Google

Einleitung.

Die Probleme, die in diesem Aufsatz behandelt werden sollen, teilen sich in zwei Gebiete. Das eine Gebiet umfaßt die symmetrischen, das andere die unsymmetrischen Leitungen. Symmetrisch nennen wir eine Leitung, auf deren Hin- und Rückleiter Strom und Spannung die gleiche Größe, aber entgegengesetzte Phase aufweisen, unsymmetrisch, wenn dies nicht der Fall ist. Sofern nicht ausdrücklich anders betont ist, werden im Folgenden die geringen, durch die Strahlung verursachten Energieverluste in dem Widerstand der Leitungen verrechnet. Es werden weiter die Leitungen nur bezüglich ihres Verhaltens bei sinusförmigen Wechselströmen untersucht.

Erster Teil.

I. Allgemeine theoretische Grundlagen der symmetrischen Energieleitungen.

1. Grundgleichungen.

Die Telegraphengleichungen in ihrer Form für sinusförmige Wechselströme werden als bekannt vorausgesetzt:

$$\mathfrak{B}_a = \mathfrak{B}_e e^g + \mathfrak{B}_r e^{-g}$$
$$\mathfrak{W}\mathfrak{J}_a = \mathfrak{B}_e e^g - \mathfrak{B}_r e^{-g} \qquad (1)$$

In diesen Formeln bedeutet (s. Bild (1):

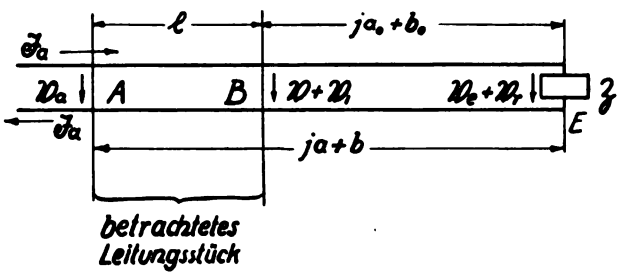


Bild 1.
(In diesem Bilde soll die Länge von AB mit Δl anstatt mit l bezeichnet werden.)

$\mathfrak{B}_a$ = die Spannungsdifferenz zwischen den beiden Leitern am Anfang A des betrachteten Leitungsstückes.
$\mathfrak{J}_a$ = die Stromstärke an dieser Stelle.
$\mathfrak{B}_e$ = die Spannungsdifferenz der einfallenden Wellen am Leitungsende E.
$\mathfrak{B}_r$ = die Spannungsdifferenz der reflektierten Welle am Leitungsende E.
$\mathfrak{J}_e$ und $\mathfrak{J}_r$ = die Stromstärken dieser beiden Wellen
$g = ja + b = j\alpha l + \beta l$, wo α das Phasenmaß und β das Dämpfungsmaß, bezogen auf die Längeneinheit der Leitung, darstellt.
$\mathfrak{W}$ = den Wellenwiderstand. Anstatt des üblicheren $\mathfrak{Z}$ ist hier das Symbol $\mathfrak{W}$ gewählt worden, um das $\mathfrak{Z}$ für normale Impedanzen gebrauchen zu können.

$j = \sqrt{(-1)}$

l = die Länge AE der Leitung.

(Für nähere Erklärungen siehe z. B. F. Breisig, Theoretische Telegraphie, 2. Aufl., Braunschweig 1924.)

Die folgenden Rechnungen beschränken sich auf Leitungen mit geringen Verlusten, wofür also die Formel:

$$\mathfrak{W} = \sqrt{((R + j\omega L) : (G + j\omega K))}$$

angenähert werden kann durch

$W = \sqrt{(L/K)}$ und W also immer ohmisch ist.

In der obigen Formel bedeutet:
R = den Widerstand der Leitung (beide Leiter zusammen) pro Längeneinheit,
G = die Ableitung pro Längeneinheit,
L = die Selbstinduktion pro Längeneinheit,
K = die Kapazität pro Längeneinheit.

Wir führen weiter den Reflexionsfaktor

$$\mathfrak{P} = (\mathfrak{Z} - W) : (\mathfrak{Z} + W) = \mathfrak{B}_r / \mathfrak{B}_e \qquad (1a)$$

ein. $\mathfrak{Z}$ bedeutet in dieser Gleichung die Impedanz, durch die die Leitung am freien Ende geschlossen gedacht ist.

2. Strom- und Spannungsverlauf auf symmetrischen Energieleitungen.

Die Hochfrequenzenergieleitungen müssen aus einem anderen Gesichtswinkel betrachtet werden, wie die in der Technik üblichen Fernsprechleitungen. Bei ihnen werden nämlich nur wenige Prozente Verluste zugelassen, während bei der Fernsprechleitung Dämpfungen üblich sind, bei denen nur ein geringer Bruchteil der ausgesandten Energie an den Empfangsort gelangt. Infolgedessen sind auch die theoretischen Problemstellungen für die beiden Leitungsarten verschieden.

Wir werden im Folgenden den Spannungs- und Stromverlauf auf einem Leitungsstück ermitteln, das so kurz ist, daß dessen Stromverlauf praktisch nicht merklich beeinflußt wird durch die auf ihm verlorene Leistung. Damit soll also nicht etwa gesagt sein, daß die Leitung, von der der betrachtete Abschnitt einen Teil ausmacht, verlustfrei ist: nur auf dem kurzen betrachteten Stück seien die Verluste gegenüber der durch die einfallende und reflektierte Welle fortgeleiteten Leistung zu vernachlässigen. Wie später gezeigt werden soll, kann die Länge dieses Stückes unter Umständen ruhig mehrere Wellenlängen betragen, weil die Verluste auf einer guten Hochfrequenzleitung sehr gering sind.

Gemäß dieser Voraussetzung darf man annehmen, daß die logarithmischen Spiralen, die bekanntlich[1]) den geometrischen Ort der Endpunkte der Spannungs- und Stromvektoren für das betrachtete Leitungsstück bilden, durch Kreise zu ersetzen sind. Für diesen vereinfachten Fall werden die Gleichungen

$$\mathfrak{B}_a = \mathfrak{B} e^{ja} + \mathfrak{B}_1 e^{-ja}$$
$$\mathfrak{W}\mathfrak{J}_a = \mathfrak{B} e^{ja} + \mathfrak{B}_1 e^{-ja} \qquad (2)$$

In dieser Formel sind die Größen

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_e e^b \text{ und } \mathfrak{B}_1 = \mathfrak{B}_r e^{-b}$$

infolge der obigen Voraussetzung für das betrachtete Leitungsstück als konstant angenommen. Sind $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{B}_1$ gegeben, so kann man für jedes gegebene Winkel-

[1]) siehe z. B. F. Breisig, Theor. Telegraphie.

Digitized by Google

maß a die Größen $\mathfrak{B}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ bequem berechnen oder konstruieren (s. Bild 2).

3. Das Wellenverhältnis.

Es ist aus Fig. 2 klar ersichtlich, daß es Werte von a gibt, bei denen die Vektoren $\mathfrak{B}e^{ja}$ und $\mathfrak{B}_1 e^{-ja}$ gleichphasig oder gegenphasig sind. Die Stellen der Leitung, an denen die Spannungen der einfallenden und der reflektierten Welle gleichphasig sind, sind die

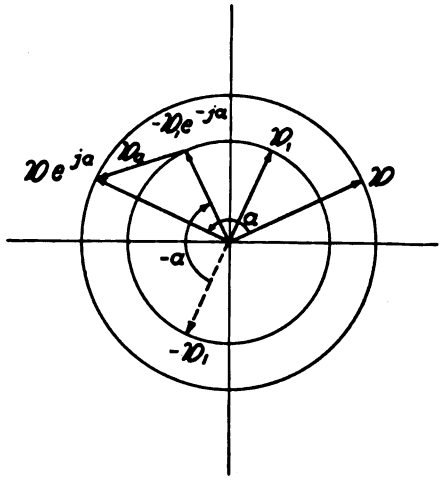


Bild 2.
Konstruktion des Spannungsvektors, wenn die Spannungen der einfallenden und reflektierten Welle am freien Ende der Leitung gegeben sind.

Spannungsbäuche. Hier ist also die Spannung V_b einfach gegeben durch die Summe der Absolutwerte von $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{B}_1$. In derselben Weise findet man für die Spannung im Spannungsknoten $V_k = V - V_1$.

Definition.

Wir nennen das Verhältnis

$$Q = \frac{V_k}{V_b} = (V - V_1) : (V + V_1) \qquad (3)$$

das Wellenverhältnis.

Es ist ohne weiteres klar, daß ebenfalls gilt:

$$Q = \frac{I_k}{I_b}$$

wenn I_k und I_b die Absolutwerte der Stromamplitude im Stromknoten bzw. Strombauch bedeuten.

Für den Fall, daß das betrachtete Leitungsstück am Ende durch einen ohmschen Widerstand r geschlossen ist, gilt weiter die Beziehung

$$Q = r/W \text{ oder } W/r \qquad (4)$$

je nachdem $r < W$ oder $W < r$ ist.

$$\frac{V_1}{V} = \left|\frac{r - W}{r + W}\right|$$

in (3) läßt sich diese Formel einfach beweisen.

Das Wellenverhältnis läßt sich, falls es nicht sehr klein ist, bequem messen. Aus seiner Kenntnis sind wichtige Rückschlüsse auf die durch die Leitung fortgeleitete Leistung usw. möglich.

4. Die Knotenbreite.

Wenn das Wellenverhältnis sehr klein ist, d. h. wenn die Leitung scharf ausgeprägte Knoten und Bäuche aufweist, wird seine Bestimmung umständlich, weil es bei sehr hohen Frequenzen nicht einfach ist, das Verhältnis von zwei Spannungen verschiedener Größenordnung zu messen.

Diese Schwierigkeit läßt sich aber bequem umgehen, indem man statt des Wellenverhältnisses die Knotenbreite mißt.

Definition.

Als Knotenbreite definieren wir die Entfernung der beiden Punkte an beiden Seiten eines Spannungs- (oder Strom)-Knotens, in denen die Spannung (der Strom) $\sqrt{2}$ mal der Spannung (Strom) im Knoten beträgt.

Wie man aus der Knotenbreite das Wellenverhältnis finden kann, läßt sich am besten erklären im Bild 3, das einen für den Fall eines sehr kleinen Wellenverhältnisses umgezeichneten Abschnitt aus Bild 2 darstellt. Die Knotenspannung beträgt, wie aus dem Bild hervorgeht, $V - V_1$.

Nach der obigen Definition müssen wir die Stelle auf der Leitung suchen, in der die Spannung gleich $(V - V_1)\sqrt{2}$ wird. Für einen Punkt der Leitung, dessen Phasenwinkel a um einen kleinen Betrag u von dem Phasenwinkel des Knotens abweicht, ist die Position der Vektoren $\mathfrak{B}e^{ja}$ und $-\mathfrak{B}_1 e^{-ja}$ gezeichnet. Die Spannung, die an dieser Stelle der Leitung herrscht, wird gegeben durch die Diagonalen des Vierecks a, b, c, d.

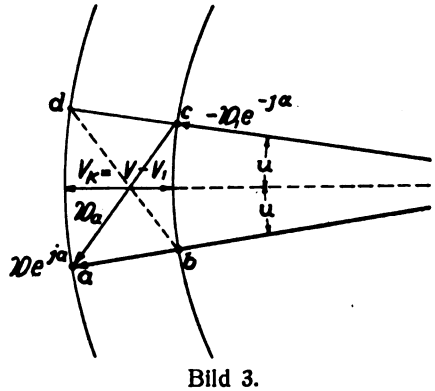


Bild 3.
Ermittlung der Knotenbreite.

Es ist klar, daß der $\sqrt{2}$-fache Wert der Knotenspannug erreicht wird für denjenigen Wert u_k von u, für den das Viereck a, b, c, d sich einem Quadrat nähert. Also:

$$ad + bc = 2ab$$

oder:

$$2u_k \frac{V + V_1}{2} = V - V_1$$

$2u_k$ ist die im Winkelmaß ausgedrückte Knotenbreite k. Um diese Größe in Längeneinheiten zu finden, muß $2u_k$ noch mit $\frac{\lambda}{2\pi}$ multipliziert werden.

Das Resultat ist:

$$k = \frac{V - V_1}{V + V_1}\frac{\lambda}{\pi} = \frac{\lambda Q}{\pi} \qquad (4a)$$

Die Knotenbreite für Leitungen mit geringen Verlusten, die durch einen reinen Blindwiderstand geschlossen sind, ist einfach durch folgende Ueberlegung zu

Digitized by Google

finden. An einem Blindwiderstand erfolgt die Reflexion verlustfrei. Also:

$$V_r = V_e$$

oder

$$V_1 = V e^{-2b}$$

Wird $b \ll 1$ angenommen, so darf man annähern:

$$V_1 = V\,(1 - 2b).$$

Wird dieser Ausdruck für V_1 in (4a) eingetragen, so wird gefunden:

$$k = b \cdot \frac{\lambda}{\pi} \tag{5}$$

Diese Formel besagt, daß die Knotenbreite proportional b, also proportional der Entfernung vom Ende der Leitung ist. Die Beziehung wird später benutzt werden, um die Dämpfung einer am Ende kurzgeschlossenen Leitung aus der Knotenbreite zu bestimmen.

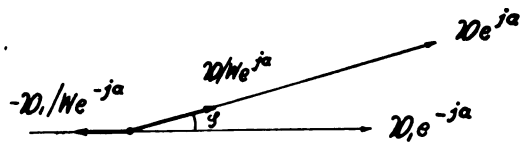


Bild 4.

Die fortgeleitete Leistung ist gleich der Differenz der Leistung der einfallenden und reflektierten Welle.

II. Energiefortleitung und Energieverluste auf Leitungen.

1. Die fortgeleitete Leistung.

Die Leistung, die irgendeine Stelle der Leitung passiert, bestimmen wir an Hand des Bildes 4. In diesem Bild sind die Spannungsvektoren $\mathfrak{V} e^{ja}$ und $\mathfrak{V}_1 e^{-ja}$ sowie die Stromvektoren $\frac{\mathfrak{V}}{W} \cdot e^{ja}$ und $-\frac{\mathfrak{V}_1}{W} \cdot e^{-ja}$ für den betreffenden Punkt eingezeichnet. Die fortgeleitete Leistung beträgt

$$N = \frac{V^2}{W} - \frac{V_1^2}{W} - \frac{V V_1}{W}\cos\varphi + \frac{V V_1}{W}\cos\varphi$$

$$N = \frac{V^2}{W} - \frac{V_1^2}{W} \tag{5a}$$

und ist also gleich der Differenz der Leistung der einfallenden und der reflektierten Welle.[1])

2. Die Beziehung der fortgeleiteten Leistung zum Wellenverhältnis und zur Knotenbreite.

Der Ausdruck (5a) für die fortgeleitete Leistung läßt sich schreiben:

$$N = (V + V_1)^2 \cdot \frac{(V + V_1)\,W}{V - V_1} = V_b^2 \cdot \frac{Q}{W} \tag{6}$$

wenn $V + V_1 = V_b$ die Spannung im Spannungsbauch bedeutet.

In ähnlicher Weise findet man für die Leistung:

$$N = I_b^2 \cdot Q \cdot W \tag{7}$$

wenn I_b den Strom im Strombauch bedeutet.

Für den Fall, daß die Knotenbreite klein gegenüber der Viertelwellenlänge ist, kann man mit Hilfe von (4a) schreiben:

$$N = \pi I_b^2 \cdot W \cdot \frac{k}{\lambda} \tag{8}$$

oder

$$N = \pi V_b^2 \cdot \frac{k}{\lambda \cdot W} \tag{9}$$

Man kann also sagen, daß bei einer bestimmten Beanspruchung der Leitung (Erwärmung des Kupfers in den Strombäuchen und der Isolatoren in den Spannungsbäuchen) die übertragene Leistung proportional dem Wellenverhältnis bzw. der Knotenbreite ist.

3. Energieverluste und Wirkungsgrad der Leitungen.

Es ist für die Technik der Energieleitungen von größter Bedeutung, zu wissen, wieviel der Wirkungsgrad einer bestimmten Leitung beträgt.

Um diese Frage beantworten zu können, berechnen wir die ohmschen Verluste, die durch die Stromstärke I_a in einem Leitungselement dl mit dem Widerstand Rdl entstehen, und integrieren sodann diese Verluste über die ganze Leitungslänge.[2])

Für I_a gilt die Formel (1). Wir wählen das Koordinatensystem derart, daß der Vektor $\mathfrak{V}_e$ in die positive reelle Achse zu liegen kommt, und schreiben also:

$$V_e = V_e \text{ und } \mathfrak{V}_r = V_r e^{j\varphi}$$

Hierin ist φ der Phasenwinkel zwischen $\mathfrak{V}_e$ und $\mathfrak{V}_r$. Die Leistung, die in dem Leitungselement dl verloren geht, beträgt $I_a^2 R\,dl$ oder, nach Janet[3]):

$$(\mathfrak{I}_a \cdot \mathfrak{I}_{a_1} R\,dl)_{re}$$

Hierin bedeutet $\mathfrak{I}_{a_1}$ den konjugierten Wert von $\mathfrak{I}_a$, während der Index „re" bedeutet, daß von dem Ausdruck der reelle Teil genommen werden soll.

Man findet:

$$W^2 dN_a = Rdl \cdot ((V_e e^{ja+b} - V_r e^{-ja-b+j\varphi}) \cdot V \cdot (_e e^{-ja+b} - V_r e^{ja-b-j\varphi}))_{re}$$

$$= Rdl(V_e^2 \cdot e^{2b} + V_r^2 \cdot e^{-2b} - 2 V_e V_r \cos(2a - \varphi))$$

dN_a ist in dieser Beziehung die Leistung, die zur Deckung der Verluste im Leitungselement dl in einem Phasenwinkel a vom freien Ende der Leitung aufgewendet werden muß. Für den gesamten Leitungsverlust N_a ergibt sich demnach:

$$\frac{W^2 N_a}{R} = \int_0^l (V_e^2 e^{2\beta l} + V_r^2 e^{-2\beta l} - 2 V_e V_r \cos(2al - \varphi))\,dl$$

[1]) Diese Eigenschaft dürfte selbstverständlich erscheinen. Trotzdem halten wir den Beweis für angebracht, weil in einem ähnlichen Falle — nämlich wenn man die Welle in eine stehende und eine fortschreitende Komponente spaltet — die Leistung nicht gefunden werden kann durch einfache Addition der Leistungen der beiden Komponenten.

[2]) Es wird die ganze Leitung betrachtet: der Teil BE in Bild 1 hat also für diesen Fall die Länge Null.

[3]) P. Janet, Ecl. él. 13, 529, 1897.

Digitized by Google

$$\frac{W^2 N_a}{R} = V_e^2 \cdot \frac{e^{2\beta l} - 1}{2\beta} - V_r^2 \cdot \frac{e^{-2\beta l} - 1}{2\beta} - \frac{V_e V_r \sin(2\alpha l - \varphi)}{\alpha}$$

Wir nehmen an, daß die Leitung geringe Verluste aufweist, daß also $\beta l \ll 1$ ist. Dann wird:

$$\frac{W^2 N_a}{R} = (V_e^2 + V_r^2) l - \frac{V_e V_r \sin(2\alpha l - \varphi)}{\alpha} \quad (10)$$

Hieraus folgt weiter, daß der zweite Teil der Formel gegenüber dem ersten vernachlässigt werden kann, wenn

$$V_e \cdot \alpha l \gg V_r \sin(2\alpha l - \varphi)$$

Für die Energieleitungen, die in der Praxis verwendet werden, ist sowohl $V_e \ll V_r$ als auch $\alpha l \gg 1$; wir dürfen also schreiben:

$$N_a \approx (V_e^2 + V_r^2) \frac{2\beta l}{W}$$

weil bekanntlich für kleine Dämpfung

$$\beta = \frac{R}{2W} = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{K}{L}} \text{ ist.}$$

Die an das Ende der Leitung gelangende Wirkleistung beträgt gemäß Formel (5a)

$$N_w = (V_e^2 - V_r^2) : W$$

Das Verhältnis:

$$S = \frac{N_a}{N_w} = \frac{2\beta l (V_e^2 + V_r^2)}{V_e^2 - V_r^2}$$

oder

$$S = \beta l \left(\frac{V_e - V_r}{V_e + V_r} + \frac{V_e + V_r}{V_e - V_r} \right) = \left(Q_0 + \frac{1}{Q_0} \right) \beta l \quad (11)$$

ist also als ein Maß für die prozentuellen Verluste anzusehen, falls diese Verluste klein sind. In dieser Formel bedeutet Q_0 das Wellenverhältnis der letzten Halbwelle der Leitung ($l = 0$). Für den Wirkungsgrad der Leitung kann man in ähnlicher Weise eine Formel ableiten, die aber viel komplizierter wird.

Die Formel (11) gestattet eine äußerst einfache Bestimmung der Verluste. Es kann nämlich Q_0 immer in einfacher Weise bestimmt werden, weil definitionsgemäß diese Größe gleich dem Verhältnis zwischen der Spannung im Bauche und der Spannung im Knoten der Leitung ist. Weiter ist β meistens bekannt und kann andernfalls leicht durch Berechnung oder Messung, von der später noch die Rede sein wird, gefunden werden.

Es ist leicht einzusehen,[4]) daß für den Fall der rein fortschreitenden Welle, bei der der Verbraucherwiderstand $r = W$ ist, die relativen Verluste einen Minimalwert $2\beta l$ erreichen, was auch ohne Berechnung einleuchtet. In diesem Falle sind ja die Amplituden von Spannung und Strom beide um $\beta l\,\%$ längs der Leitung gedämpft und folglich beträgt die Dämpfung ihres Produktes $2\beta l\,\%$.

Aus der Gleichung (11): $S = \left(Q_0 + \frac{1}{Q_0} \right) \beta l$ läßt sich in einfacher Weise berechnen, um wieviel die Verluste sich vergrößern, wenn der Verbraucher nicht an die

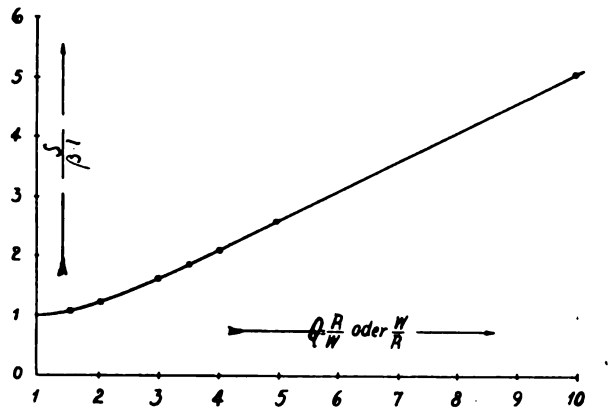


Bild 5.
Abhängigkeit der Verluste von der Anpassung.
(Anstatt $S/\beta l$ ist zu lesen: $S/2\beta l$).

Leitung angepaßt ist: Man findet z. B. in dem Falle, bei dem der Verbraucherwiderstand r den halben Betrag des Wellenwiderstandes ausmacht $\left(Q_0 = \frac{r}{W} = \frac{1}{2} \right)$, daß die Verluste 1,25 mal größer als das erreichbare Minimum sind. Das bedeutet zunächst also nur eine sehr kleine Vergrößerung. Bei noch schlechterer Anpassung nehmen aber die Verluste schnell zu. Sie steigen auf das Doppelte, wenn $W = 3{,}73\ r$ ist usw. Die Abhängigkeit der Verluste von der Anpassung ist in Bild 5 gegeben.

Es wurde in der obigen Berechnung angenommen, daß den größten Teil der Verluste die Kupferverluste darstellen. Wie wir nachher sehen werden, ist dies bei allen richtig ausgeführten Leitungen auch tatsächlich der Fall. (Schluß folgt.)

(Eingangen am 12. April 1930.)

[4]) Durch Substitution von dem in Gl. (4) für Q gegebenen Wert in Gl. (11).

Die Erwärmung der Elektrolyte im hochfrequenten Kondensatorfeld und ihre Bedeutung für die Medizin.

Von **Johannes Pätzold.** Technisch-Physikalisches Institut Jena.

Inhaltsübersicht.

I. Einleitung und Problemstellung.
II. Vorversuche.
III. Theorie der Schaltung.
IV. Meßanordnung und Meßergebnisse.
V. Folgerungen für die medizinische Verwendung.
VI. Zusammenfassung.

I. Einleitung und Problemstellung.

Beim Arbeiten mit sehr kräftigen ultrakurzen Wellen wurde im Technisch-Physikalischen Institut Jenas gelegentlich beobachtet, daß im Kondensatorfeld auf lebendige Organismen Wirkungen ausgeübt wurden, die mit starken Erwärmungen verbunden waren. Auf Vorschlag von Herrn Prof. Dr. A. E s a u

Digitized by Google

wurden diese Erscheinungen von medizinischer Seite systematisch verfolgt und zeitigten das Ergebnis, daß sich bei geeigneter Dosierung und weiterem Ausbau der Methode beachtliche medizinische Wirkungen erzielen ließen, die dazu berechtigten, in der Verwendnung des Kondensatorfeldes ultrakurzer Sender eine Bereicherung der elektro-therapeutischen Hilfsmittel zu erblicken. In Deutschland sind es vor allem die Arbeiten aus der Inneren Klinik in Jena von Schliephake[1]), die sich mit diesen Fragen beschäftigen. Auch in Amerika wird von verschiedener Seite[2]) an denselben Problemen gearbeitet. Die in der Medizin verwendete Anordnung ist in den Abhandlungen Schliephakes eingehend beschrieben, so daß hier nur kurz das Prinzip angegeben zu werden braucht. An einen Ultrakurzwellengenerator großer Leistung in der für Wellen unter 10 m charakteristischen Schaltung nach Esau[3]) koppelt man einen Sekundärkreis, dessen Kapazität aus einem Plattenkondensator mit variablem Abstande gebildet wird. Die zu behandelnden Objekte werden als Dielektrika zwischen die Platten des Kondensators gebracht und der Sekundärkreis mit diesem Verlustkondensator auf den Sender abgestimmt. Was die benutzten Wellenlängen der Sender anlangt, so ist zu sagen, daß bisher in der Medizin nach dieser Methode nur Wellenlängen von 3—5 m verwandt wurden, und zwar deshalb, weil bei diesen Wellenlängen zuerst biologische Wirkungen beobachtet wurden. Ein tieferer Grund, der die Verwendung gerade der Frequenzen um 10^8/sec rechtfertigt, wird noch weiter unten als ein Ergebnis der Untersuchungen mitgeteilt.

Aus dem Tatsachenmaterial, das bis zu Beginn dieser Arbeit auf Grund der Untersuchungen seitens der Medizin, insbesondere aus den Arbeiten von Schliephake, vorlag, war vom physikalischen Standpunkte aus wesentlich und bemerkenswert vor allem die Beobachtung, daß allenthalben mit irgendwelchen physiologischen Beeinflussungen der Organismen parallel eine Erwärmung der Objekte stattfindet. Nach der oben erwähnten deutschen Arbeit und auch nach den Arbeiten amerikanischer Autoren ist zweifellos anzunehmen, daß ganz ähnlich wie bei der Diathermie die Erwärmung des Inneren der Organismen das Primäre, die biologische Wirkung (Reiz, Heilwirkung usw.) das Sekundäre ist. Diese Auffassung von der medizinischen Wirkung des Kondensatorfeldes war anfangs durchaus nicht allgemein, vielmehr hat es nicht an allen möglichen meist komplizierteren Erklärungsversuchen[4]) gefehlt.

In der vorliegenden Arbeit sollen die Vorgänge im Kondensatorfeld und die Wirkungen der Hochfrequenzströme auf zwischen den Platten befindliche Substanzen rechnerisch und experimentell untersucht werden. Speziell wird es sich im folgenden um Untersuchungen der Erwärmung der Substanzen handeln. Ueber die Ergebnisse dieser Untersuchungen ist bereits im Januar 1930 auf der Gautagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Breslau kurz berichtet worden.

II. Vorversuche.

Um Unterlagen für die physikalischen Vorgänge im Kondensatorfeld zu erhalten, wurden zunächst einige Vorversuche an Elektrolyten angestellt, was berechtigt erscheint, da sowohl nach Schliephake als auch nach den amerikanischen Autoren als Träger der Energieumwandlung von Strom in Wärme in biologischen Substanzen im wesentlichen die Körperflüssigkeiten, also Elektrolyte und Kolloide, anzunehmen sind. Ein weiterer Vorteil, der sich bei

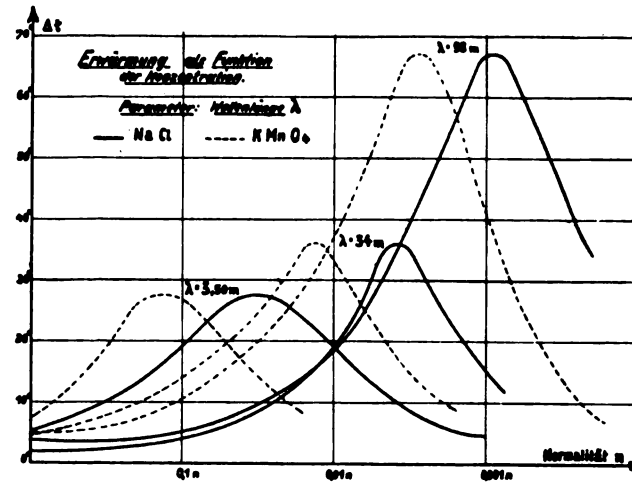


Bild 1.

Verwendung von Elektrolyten für solche Untersuchungen bietet, ist die Möglichkeit einer bequemen Konzentrations- und Leitfähigkeitsänderung.

Die oben schon skizzierte Problemstellung wird auf die Beantwortung folgender drei Fragen führen:

1. Ist die in der Medizin beobachtete starke Erwärmung ausschließlich bedingt gerade durch die Verwendung ultrakurzer Wellen oder tritt sie auch im Kondensatorfeld längerer Wellen auf?
2. Läßt sich die starke Temperaturerhöhung allein auf Grund von Leitungsverlusten im Dielektrikum erklären und kann der Joule'sche Stromwärmeanteil überhaupt eine für die Erwärmung in Betracht kommende Größe erreichen?
3. Inwieweit ist die Erwärmung der Elektrolyte abhängig vom Aufbau des Kondensators?

Es werden hier nur kurz die Ergebnisse dieser orientierenden Versuche mitgeteilt, die Beschreibung der Apparatur und der benutzten Methode wird in dem Abschnitt über Messungen weiter unten gegeben.

In dem Wellenbereich zwischen 3 und 100 m wurden die Erwärmungen verschieden konzentrierter Salzlösungen an derselben Flüssigkeitsmenge bei einer bestimmten Stromstärke und während einer bestimmten Zeit gemessen. Die Salzlösungen befanden sich in einer geeigneten Glasküvette zwischen den Platten des Kondensators, der seinerseits die Kapazität eines Sekundärkreises bildete. Dieser Kondensatoraufbau wurde gewählt, weil er am besten dem der medizinischen Verwendung entspricht.

Es wurden folgende Meßreihen aufgenommen: die Erwärmung der Elektrolyte als Funktion der Konzentration der Lösung unter Konstanthaltung der Strom-

---

[1]) E. Schliephake: Klin. Wochenschr. **34**, S. 1600, 1928. Zeitschr. f. d. gesamte experim. Medizin, **66**, S. 212, 1929.

[2]) H. R. Hosmer: Science **68**, S. 325, 1928; R. V. Christie und A. L. Loomis: J. Exp. Med. **49**, S. 303.

[3]) A. Esau: E. T. Z. **11**, S. 321, 1926; H. Wechsung: Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **31**, S. 176, 1928.

[4]) J. W. Schereschewski: U. S. Health. Repts. **41**, S. 1939, 1926; K. Heinrich: E. T. Z. **30**, S. 1088, 1929.

Digitized by Google

stärke durch den Elektrolytkondensator sowie der Flüssigkeitsmenge und der Versuchsdauer. Solche Messungen wurden bei verschiedenen Wellenlängen des Senders als Parameter ausgeführt. Weiterhin wurden nacheinander verschiedene Salzlösungen in gleicher Weise untersucht. Die Variation der Konzentration erfolgte durch Verdünnen der Ausgangsnormallösung nach einfachen Volumverhältnissen. Das Resultat dieser Versuchsreihen zeigt Bild 1. Der besseren Uebersicht wegen sind hier nur die Kurven für zwei Salze NaCl und $KMnO_4$ und für drei Wellenlängen 3,50 m, 34,0 m und 98,0 m aufgetragen. Aus diesen Messungen ist folgendes zu ersehen:

1. Ausgehend von einer konzentrierten Lösung (1n) steigt mit zunehmender Verdünnung die Erwärmung stark an, erreicht bei einer bestimmten Konzentration ein Maximum, um dann sehr rasch wieder auf den Ausgangswert herabzusinken. Der logarithmische Maßstab der Abszisse erleichtert das Auftragen der Konzentration über einen so großen Bereich. Er zieht hierbei die Kurven auseinander, während der wahre Verlauf natürlich durchaus unsymmetrisch ist und zwar so, daß die Erwärmung nach dem Erreichen des Maximums nach der verdünnteren Seite zu jäh abfällt.

2. Betrachten wir die Lage der Maxima für ein bestimmtes Salz für verschiedene Wellenlängen, so finden wir, daß mit zunehmender Wellenlänge das Maximum der Erwärmung nach kleineren Konzentrationen, also größeren Verdünnungen hin verschoben liegt.

3. Gleichzeitig mit der Verschiebung des Maximums von kürzeren zu längeren Wellenlängen für ein bestimmtes Salz sind Unterschiede in den Höhen der Ordinaten der Maxima zu beobachten, also Unterschiede in den Absolutwerten der Erwärmungen in den Maxima, und zwar in dem Sinne, daß für dieselbe Stromstärke, die durch den Elektrolytkondensator fließt, die Erwärmung mit größer werdender Wellenlänge ansteigt.

4. Für verschiedene Salze liegen die Maxima bei ein und derselben Senderfrequenz bei verschiedenen Konzentrationen. Die Lage der Maxima zweier Salze zueinander bleibt für jede Wellenlänge entsprechend erhalten.

Wenn nun, wie vermutet wurde, die Erwärmung durch reine Joulesche Stromwärme hervorgerufen wird, so müssen die Maxima der Erwärmung für die verschiedenen Salze bei jeder Wellenlänge zusammenfallen, wenn als Abszisse statt der Konzentration die Leitfähigkeit aufgetragen wird. Tatsächlich war das durchaus der Fall (Bild 2). Um das Zusammenfallen der Maxima für die verschiedenen Salze deutlich zu machen, ist der Ordinatenmaßstab für $KMnO_4$ verkürzt im Verhältnis 1 : 2 gezeichnet.

Die bisher erhaltenen qualitativen Resultate aus obigen Vorversuchen lassen schon eine Beantwortung der beiden ersten der oben aufgeworfenen Fragen zu.

Zu 1. Eine starke Erwärmung von Elektrolyten tritt nicht nur im Kondensatorfeld der Ultrakurzwellensender auf, sondern ganz allgemein auch bei längeren Wellenlängen, allerdings dort erst bei sehr viel verdünnteren Lösungen.

Zu 2. Das Zusammenfallen der Lagen der Maxima für die verschiedensten Salzlösungen bei ein und derselben Wellenlänge auf eine bestimmte Leitfähigkeit als Abszisse bezogen, legt es nahe, als Grund der Erwärmung ausschließlich dielektrische Verluste bedingt durch Leitungsstrom anzunehmen. Damit ist die Erwärmung der Elektrolyte und im weiteren Sinne auch die der elektrolytischen Körperflüssigkeiten auf das Problem der Kondensatorverluste zurückgeführt.

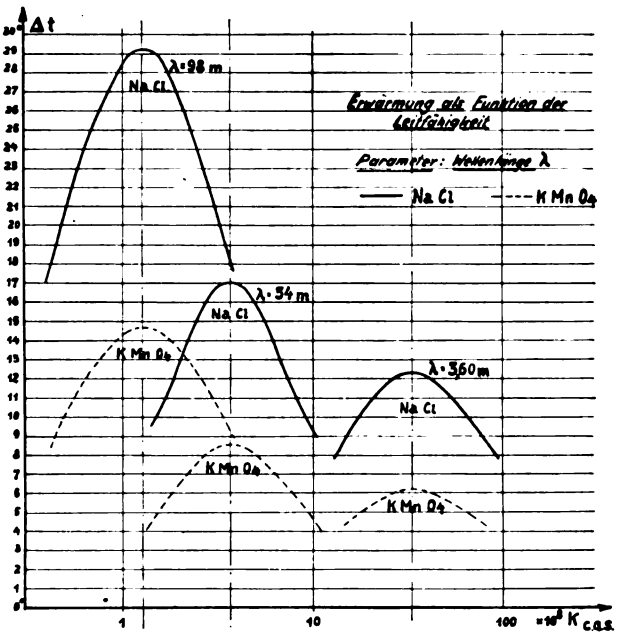


Bild 2.

III. Theorie der Schaltung.

Nachdem sich die Ursachen der Erwärmung auf so verhältnismäßig einfache Weise haben feststellen lassen, bleibt als nächster Schritt, rechnerisch die Verhältnisse zu erfassen, insbesondere auch die Gründe für das Auftreten der Maxima klarzustellen. Um diese Aufgabe zu lösen, empfiehlt es sich nicht, sogleich an die Berechnung des allgemeinen Falles eines geschichteten Dielektrikums, wie es bei dem oben benutzten Kondensator vorliegt, heranzugehen, sondern zunächst die Verhältnisse an einem sowohl physikalisch wie auch rechnerisch viel einfacheren Kondensatoraufbau zu studieren. Hierbei war auch eine Antwort auf die obige dritte Frage zu erhoffen, bei der es sich um die Abhängigkeit der Erwärmung vom Kondensatoraufbau handelt.

Als prinzipiell einfachster Verlustkondensator dieser Art ist folgende Anordnung anzusehen: Es werden zwei Plattenelektroden direkt in die Flüssigkeit eingetaucht, und zwar so, daß sie parallel einander gegenüberstehen. Sie bilden dann einen Kondensator mit einheitlichem Dielektrikum (Kondensatoranordnung I). Bekanntlich ist dieser Fall rechnerisch sehr leicht zu lösen, wenn man von der Randwirkung des Kondensators absieht, was bei hinreichend großer Plattenfläche und kleinem Plattenabstande statthaft erscheint. Das Ersatzschema ist ein verlustfreier Kondensator mit parallel geschaltetem Widerstande (Bild 3). Die Aufgabe ist, die durch Joulesche Stromwärme der Wirkkomponente hervorgerufene Erwärmung der Flüssigkeit auszudrücken durch den zugeführten Strom J bei vorgegebenem R, C und ω. Die ganze Dämpfung des Kreises liege in den Kondensatorverlusten, die Widerstände außerhalb des Kon-

Digitized by Google

densators seien also zu vernachlässigen gegenüber R. Aus dem Zeigerdiagramm (Bild 4) ist sofort abzulesen: Die Erwärmung ist direkt gegeben als Verlustleistung mal Zeit.

$$Q = N \cdot \tau = E_{eff} \cdot J_{eff} \cdot \cos\varphi \cdot \tau$$

$$Q = \frac{J_{eff}^2 \cdot R \cdot \tau}{1 + \omega^2 C^2 R^2}$$

Hieraus ergibt sich nach einfachen mathematischen Betrachtungen, daß für konstantes J_{eff}, τ, C, ω und veränderliches R ein Maximum der Erwärmung bzw.

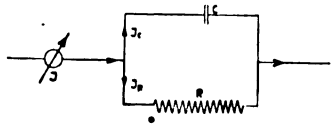


Bild 3.

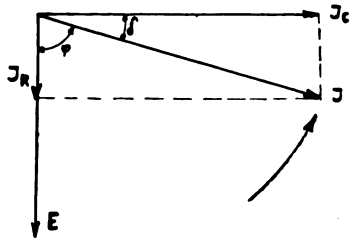


Bild 4.

der Dämpfung eintritt für $R = \frac{1}{\omega C}$, oder anders ausgedrückt für $\varphi = 45°$. Nach der Definition des Verlustwinkels $\delta = 90° - \varphi$ liegt also das Maximum der Erwärmung bei $\delta = 45°$. Die Wärmemenge im Maximum beträgt hierbei:

$$Q = \frac{J_{eff}^2 \cdot R \cdot \tau}{2}$$

Daß die Wiederstandskombination — Kondensator mit parallel geschaltetem Widerstande — ein Maximum der Dämpfung aufweist, ist leicht einzusehen. Ausgehend vom Widerstande $R = \infty$, für den die Dämpfung des Kreises Null ist, wird mit abnehmendem Widerstande die Dämpfung immer mehr und mehr steigen, bis sie von einem gewissen Widerstande an wieder abnimmt. Von hier ab wirkt der Elektrolyt immer mehr als vollkommener Leiter, bis schließlich bei $R = 0$ die Dämpfung wieder Null sein muß. Dieselben Betrachtungen über das Maximum der Dämpfung finden sich in der Arbeit von Zahn und Hellmann[5])-Kiel: „Die Dielektrizitätskonstanten gut leitender Elektrolytlösungen." Sie bilden dort den Ausgangspunkt für die Anwendung der Dekrementsmethode nach Zahn zur absoluten Bestimmung der Dielektrizitätskonstante von Flüssigkeiten in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit. — Die Beziehung für das Maximum $R = \frac{1}{\omega C}$ läßt sich noch etwas allgemeiner durch die Leitfähigkeit $\varkappa$, die Dielektrizitätskonstante ε und die Senderfrequenz ν ausdrücken. Ist q die Plattenfläche und l der Plattenabstand, so ist:

$$R\,[\Omega] = \frac{1}{\varkappa}\frac{l}{q};\quad \varkappa = [\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}];\quad C\,[\text{el. st. cm}] = \frac{\varepsilon \cdot q}{4\pi l}$$

$$\varkappa\,[\text{el. st. cgs}] = 9 \cdot 10^{11} \cdot \varkappa\,[\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}];\quad \varkappa\,[\text{el. st. cgs}] = \frac{\varepsilon \cdot \nu}{2}$$

Für den Fall, daß die Stromlinien des Widerstandes übereinstimmen mit den elektrischen Feldlinien des Kondensators, wird man also von der Form und Größe des benutzten Kondensators unabhängig sein.

Der Ausdruck für die Erwärmung

$$Q = \frac{J_{eff}^2 \cdot R \cdot \tau}{1 + \omega^2 C^2 R^2}$$

ergibt bei veränderlichem R und J_{eff}, τ, C, $\omega = \text{const.}$ ein Maximum für $R = \frac{1}{\omega C}$. Hält man J_{eff}, R, C, τ konstant und verändert nur ω, so steigt Q mit abnehmender Frequenz an.

Diese Verhältnise lassen sich anschaulich in einfacher Weise geometrisch darstellen, wenn man die Gleichung

$$Q = \frac{J_{eff}^2 \cdot R \cdot \tau}{1 + \omega^2 C^2 R^2}$$

als Flächengleichung deutet mit den Veränderlichen Q, R und ω und den Konstanten J_{eff}, C, τ. Die Diskussion dieser Fläche fünften Grades ergibt folgendes:

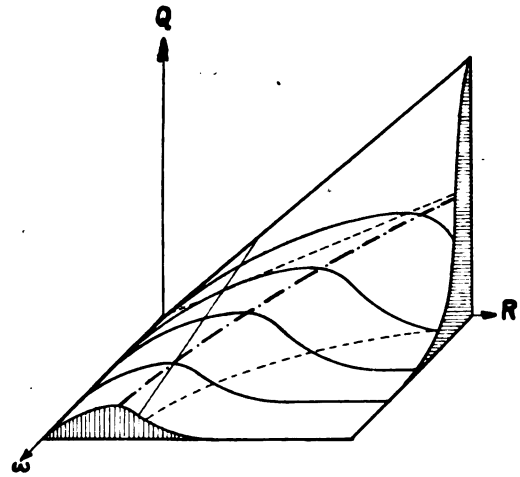


Bild 5.

In Ebenen parallel zur Q—R Ebene, also für $\omega = \text{const.}$, erhält man die Erwärmung als Funktion von R, das sind die aus den Vorversuchen schon bekannten Kurven. In der Q—R Ebene selbst ($\omega = 0$) stellt der Ausdruck eine Gerade dar, was dem Fall des Gleichstroms entspricht. In Ebenen parallel zur Q—ω Ebene ($R = \text{const.}$) ist der Verlauf vom Typus

$$Q = \frac{A}{1 + \omega^2 B}$$

d. h. mit kleiner werdender Frequenz steigt der Wert von Q an und erreicht als obere Grenze für $\omega = 0$ den Gleichstromwert. Bild 5 zeigt eine Skizze der Fläche. Interessant ist noch der Verlauf der Raumkurve, die durch Verbinden der aufeinander folgenden Maxima entsteht. Für diese Raumkurve gilt erstens

$$Q = \frac{J_{eff}^2 \cdot R \cdot \tau}{2}$$

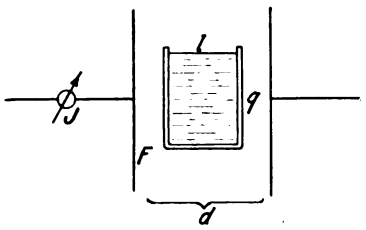
und zweitens $R = \frac{1}{\omega C}$, d. h. sie wird dargestellt durch

[5]) H. Zahn u. H. Hellmann: Annalen d. Phys. 80, S. 192, 1926.

Digitized by Google

den Schnitt der Ebene $Q = \frac{J_{eff}^2 \cdot R \cdot \tau}{2}$ mit dem hyperbolischen Zylinder $R = \frac{1}{\omega C}$. Ihre Projektion in der Q—R Ebene stellt also eine Gerade, in der R—ω Ebene eine Hyperbel dar.

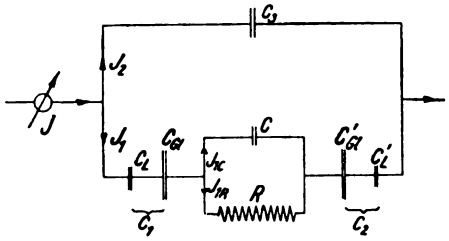
Im folgenden soll jetzt dieselbe Methode der Berechnung angewendet werden auf den ersten, der medizinischen Verwendung mehr angepaßten Kondensatoraufbau (Kondensatoranordnung II), bei dem sich der Glastrog mit den Elektrolyten inmitten des



Kondensatoranordnung I.

Bild 6.

Plattenkondensators befindet. Die Platten haben einen gewissen Abstand von den äußeren Glaswandungen und sollen außerdem größer als das Gefäß angenommen werden (Bild 6). Für die folgende Rechnung wird vereinfachend vorausgestzt, daß sich das Gefäß in einem homogenen Felde befindet. Weiterhin sei der Kondensator so beschaffen, daß die Schichtung des Dielektrikums (Luft, Glas, Elektrolyt, Glas, Luft) parallel zu den Kondensatorplatten erfolgt, wodurch



Ersatzschaltung f. Kondensatoranordnung II.

Bild 7.

erreicht wird, daß die Trennflächen zweier Dielektrika jeweils auf Aequipotentialflächen des Feldes liegen. Unter diesen Annahmen läßt sich das geschichtete Dielektrikum auffassen als in Serie geschaltete Kondensatoren, so daß sich folgende Ersatzschaltung ergibt (Bild 7). C und R stellen Ersatzkapazität und -widerstand des Elektrolyten dar, C_L, C'_L sind die durch die Plattenabstände vom Glasgefäß definierten Luftkapazitäten, C_{Gl}, C'_{Gl} bedeuten die aus den Glaswänden gebildeten Kapazitäten. Die zum Glasgefäß parallel liegende Luftkapazität C_3 ergibt sich aus der Verwendung von Kondensatorplatten größerer Fläche, als der Querschnitt des Gefäßes beträgt. Der Gesamtstrom J_{eff} verzweigt sich zunächst in J_1 und J_2, J_1 weiterhin in J_{1R} und J_{1C}. Die Aufgabe besteht darin, die im Elektrolyten auftretende Stromwärme $J_{1Reff}^2 R$ auszudrücken durch den zugeführten Strom J_{eff}.

Aus den Kirchhoffschen Gesetzen lassen sich die Größen der einzelnen Teilströme und Spannungen leicht berechnen, und zwar drücken wir am besten zunächst J_1 durch J aus und gelangen zu dem Ergebnis:

$$J_{1eff}^2 = \frac{J_{eff}^2 [R^2 \omega^2 C^2 + 1]}{C_3^2 [a^2 + R^2 \omega^2 (1 + a C)^2]}$$

worin a die Abkürzung für die reziproke Summe der Kapazitäten C_1, C_2, C_3 darstellt: $a = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}$

Wenn wir nun weiter J_{1R} als Funktion von J_1 ausdrücken wollen, so können wir das Ergebnis der Rechnung für die Kondensatoranordnung I übernehmen und erhalten unter Berücksichtigung der Bezeichnungen für diesen Fall:

$$J_{1Reff}^2 = \frac{J_{1eff}^2}{1 + \omega^2 C^2 R^2}$$

Es bleibt nur noch J_{1R} als Funktion von J darzustellen. Durch Kombination der beiden Beziehungen ergibt sich für J_{1R}:

$$J_{1Reff}^2 = \frac{J_{eff}^2}{\omega^2 R^2 [C_3 + a C C_3]^2 + a^2 C_3^2}$$

Die Wärmemenge für Kondensatoranordnung II, ausgedrückt durch den Gesamtstrom J_{eff}, beträgt also:

$$Q = J_{1Reff}^2 \cdot R \cdot \tau = \frac{J_{eff}^2 \cdot R \cdot \tau}{\omega^2 R^2 [C_3 + a C C_3]^2 + a^2 C_3^2}$$

Die weitere Frage, bei welchem Widerstande R die Erwärmung Q für konstante Senderfrequenz ein Maximum hat, ist eine einfache Aufgabe, die zu dem Ergebnis führt:

$$R_{max} = \frac{a}{\omega (1 + a C)}$$

Für die Voraussetzung, daß auch hier wieder die Strömungslinien für den Leitungsstrom zusammenfallen mit den Kraftlinien des elektrischen Feldes im Verlustkondensator, kann man die Maximumbeziehung noch allgemeiner durch $\varkappa$ und ε der Flüssigkeit ausdrücken; sie lautet dann:

$$\varkappa\,[\text{el. st. cgs}] = \frac{\varepsilon \cdot \nu}{2} \left(1 + \frac{4 \pi l}{a q \varepsilon}\right)$$

worin l die Länge der Flüssigkeitsschicht und q den Querschnitt der Flüssigkeit (Querschnitt des Glasgefäßes) bedeuten; ν ist die benutzte Senderfrequenz.

Man sieht aus der Maximumbeziehung, daß sie ganz ähnlich wie die vorher besprochene gebaut ist, daß aber, wie zu erwarten war, noch die durch die Gefäßwände und Plattenabstände definierten Kapazitäten mit eingehen und eine Verschiebung des Maximums bewirken. Ein Vergleich der beiden Beziehungen $\varkappa = \frac{\varepsilon \nu}{2}$ und $\varkappa = \frac{\varepsilon \nu}{2}\left(1 + \frac{4 \pi l}{a q \varepsilon}\right)$ zeigt, daß die Kondensatoranordnung II den Kondensatoraufbau I als Spezialfall enthält, und zwar geht II mit $\frac{4 \pi l}{a q \varepsilon} \to 0$ in I über. Bei vorgegebenen Abmessungen des Gefäßes $\left(\frac{l}{q} = \text{const.}\right)$ nähern sich die Verhältnisse der Anordnung I, wenn $a \longrightarrow \infty$ strebt, d. h. wenn die Parallelkapazität C_3 den Wert Null annimmt.

Digitized by Google

IV. Meßanordnung und Meßergebnisse.

Die Meßmethode besteht, wie oben schon kurz angegeben, darin, daß ein Sekundärkreis, der den Verlustkondensator enthält, auf einen Sender abgestimmt wird und daß der Gesamtstrom, d. h. Leitungs- + Verschiebungsstrom, durch den Verlustkondensator während einer ganz bestimmten Zeit konstant gehalten wird. Unter den verschiedenen Meßanordnungen, die prinzipiell möglich sind — Konstanthaltung der Leistung oder der Spannung oder des Stromes im Verlustkondensator — war bestimmend für diese technische Arbeit der für eine medizinische Verwendung bequemste Weg. Zweifellos ist die Konstanthaltung der dem Kondensator zugeführten Stromstärke meßtechnisch die einfachste Methode, und für diesen Fall sind auch die rechnerischen Ansätze des vorigen Abschnittes gemacht. Die Erwärmung im Verlustkondensator wird aus der Temperaturerhöhung der stets gleichgehaltenen Flüssigkeitsmenge thermoelektrisch oder mit einem empfindlichen Thermometer gemessen. Mit den Messungen der Temperatursteigerung der Elektrolyte gingen immer Leitfähigkeitsmessungen parallel. Von jeder benutzten Konzentration mußte die Leitfähigkeit ermittelt werden, und zwar wegen ihrer starken Temperaturabhängigkeit sowohl vor der Behandlung im Kondensator als auch unmittelbar danach. Auf diese Weise wurden von jeder Konzentration wenigstens zwei $\varkappa$ Werte bei den Temperaturen t_1 und t_2 erhalten.

Die Stromstärke durch den Elektrolytkondensator und die Dauer der Feldbehandlung waren so bemessen, daß die Temperatursteigerung im allgemeinen 10° C nicht überschritt. In dem Temperaturbereich von Zimmertemperatur bis maximal 15° darüber wurde der Temperaturkoeffizient der Leitfähigkeit konstant angenommen, es wurde also ein geradliniger Anstieg der Leitfähigkeit mit der Temperatur in diesem Intervalle vorausgesetzt. Diese Annahme ist für unsere Zwecke durchaus zulässig, zumal ja nach Kohlrausch der Temperaturkoeffizient mit wachsender Verdünnung der Lösung immer mehr einer Konstanten zustrebt.

Als Generatoren wurden zwei Röhrensender großer Leistung verwandt, von denen der eine die Frequenzen um 10^8/sec (3 m) lieferte, während der andere für Wellen von 300 m bis 20 m benutzt werden konnte. Der zuerst angeführte ist ein Ultrakurzwellensender in der Schaltung nach Wechsung[3]), der andere ist ein einfacher Dreipunktsender mit auswechselbaren Spulen und Kondensatoren.

Für beide Sender wurde je ein Telefunkenrohr R. S. 229^{IIg} (400 Watt) benutzt. Die Heizung der Röhren erfolgte mit 50 periodigem Wechselstrom. Für die Vorversuche genügte als Anodenspannung 50 periodige Wechselspannung, die dem Netz entnommen und auf etwa 2000 Volt transformiert wurde. Um sowohl bessere Konstanz der Leistung als auch eine bessere Ausnutzung des Rohres zu erhalten, wurde später als Anodenspannung gleichgerichtete 500periodige Wechselspannung benutzt, die in einem Satz von Spulen und Kapazitäten noch weiter geglättet wurde. Da die Leistungsabgabe des Argongleichrichters bei besonderen Senderbeanspruchungen nicht ausreichte und bei starker Belastung Unregelmäßigkeiten der Anodenspannung zur Folge hatte, wurde schließlich als Quelle für die Anodenspannung eine Gleichstrom-Hochspannungsmaschine benutzt, die ihrerseits von der konstanten 220 Volt Hausbatterie sowohl Antrieb als Erregung erhielt. Schwankungen der Senderfrequenz, die vornehmlich an dem Dreimetersender beobachtet wurden, besonders auffällig zu gewissen Tageszeiten, wurden als durch Heizstromschwankungen verursacht erkannt und nach genauer Einhaltung ganz konstanter Heizspannungen weitgehend vermieden.

Die Schwingungskreise des Dreipunktkurzwellensenders bestanden durchweg aus freitragenden Zylinderspulen und Luftdrehkondensatoren mit großen Plattenabständen. Die Spulen waren aus 4 mm starkem Vollkupfer gewickelt. Die Abmessungen für die einzelnen Wellenbereiche waren:

λ	L	C
1) 300—150 m	22 Wgd. 22 cm ∅	50—550 cm u. Minosflaschen
2) 150—60 m	12 Wgd. 13 cm ∅	50—550 cm
3) 60—20 m	10 Wgd. 7,5 cm ∅	20—100 cm

Die Drosselspule in der Anodenzuleitung war als Stufendrossel ausgebildet und hat sich über den ganzen Wellenlängenbereich von 20—300 m gleichgut bewährt.

Der Schwingungskreis des Dreimetersenders bestand aus einem Drahtrechteck von 10 × 17 cm. Der Gitterkondensator, dessen Kapazität in der Größenordnung von 30—60 cm liegen soll, ist besonders sorgfältig auszuwählen. Er hat die Eigenschaften sehr guter Durchschlagsfestigkeit, möglichst geringer dielektrischer Verluste sowie sehr guter Hitzebeständigkeit in sich zu vereinigen. Nach zahlreichen fehlgeschlagenen Versuchen hat sich schließlich ein zylindrischer Plattenkondensator bewährt, der durch Aussprengen eines geeigneten Stückes aus einer Schottschen Minosflasche erhalten wurde. Er hat neben den Eigenschaften des Minosglases bezüglich der dielektrischen Verluste vor allem für die Beanspruchung auf hohe Temperaturen den Vorteil, daß die Metallbeschläge nicht irgendwie aufgekittet, sondern elektrolytisch auf das Glas niedergeschlagen sind. Zur besseren Durchschlagssicherheit sind die Ränder auf beiden Seiten je 1 cm weit vom Kupferbelag befreit. Die Kapazität dieses Minosglaskondensators beträgt 55 cm.

Die Anoden-, Gitter- und Heizdrosseln bestanden aus etwa je 40 Windungen bei einem Windungsdurchmesser von 3,5 cm. Die Abstimmung der Gitter- und Anodendrosseln erfolgte durch Abgreifen der für die beste Leistungsabgabe günstigsten Windung; die Einstellung der günstigsten Heizdrosselwirkung erfolgte durch symmetrisches Ueberbrücken mit einem Blockkondensator von 2000 cm. Für ein gutes Arbeiten dieses Senders ist noch bemerkenswert die durchaus symmetrische und möglichst kurze Zuführung der Heizleitungen und vor allem das genaue Einstellen des günstigsten Zuführungspunktes der Anodenspannung an den Schwingungskreis, der ja bekanntlich wesentlich die Größe des Rückkopplungsfaktors bedingt.

Als Wellenmesser diente für den Dreipunktsender ein Absorptionskreis, der mit einem aperiodischen Indikatorkreis gekoppelt war. Die Angaben dieses Wellenmessers wurden für den Bereich von 200 m bis 20 m mit einem Interferenzwellenmesser verglichen, der seinerseits mit quarzgesteuerten Sendern

Digitized by Google

geeicht worden war. Die Wellenlängenbestimmung des Ultrakurzwellensenders wurde in bekannter Weise mit Hilfe des Lecher systems ausgeführt. Die Ueberwachung der Frequenz dieses Senders erfolgte mit Hilfe eines Absorptionskreises, der aus einem Luftplattenkondensator und einem Kupferring als Selbstinduktion bestand. Die Genauigkeit der relativen Wellenlängenmessung eines solchen Dreimeterkreises erwies sich um mehr als das Zehnfache der des benutzten Lecher systems überlegen; abgesehen davon ist seine Handhabung ungleich einfacher.

Die Sekundärkreise des Dreipunktsenders bestanden aus entsprechenden Schwingungskreisen wie die oben angegebenen. Bei ihnen war gleichfalls auf möglichste Vermeidung von Verlusten Wert gelegt. Die Selbstinduktionen waren aus 4 mm starkem Vollkupfer gewickelt und die Kapazitäten als Luftdrehkondensatoren ausgebildet.

Bei dem Ultrakurzwellensender bestand der Sekundärkreis aus einem rechteckigen Messingbügel. Die eine Schmalseite enthielt einen Zweiplattenkondensator (Radius der Platten 6,5 cm), dessen Abstand stetig in den Grenzen von 0—9 cm verändert werden konnte. In der zweiten Schmalseite des Selbstinduktionsbügels war das Strommeßinstrument eingebaut. Die Grobabstimmung erfolgte jeweils durch Verschieben der oberen Schmalseite des Rechtecks, die Feinabstimmung durch Verändern des Plattenabstandes des Kondensators.

Auf Grund der Beobachtungen von Schliephake[6]), daß bei Personen, die dauernd in großer Nähe von Ultrakurzwellensendern großer Leistung arbeiteten, gesundheitsschädliche Wirkungen festgestellt wurden, und weiter aus dem Grunde, die elektrischen Störungen dieser Hochfrequenzgeneratoren auf Meßanordnungen, Rundfunk usw. auf ein Minimum zu beschränken, machten sich Untersuchungen über eine wirksame Abschirmung solcher Sender notwendig.

Es wurde zu diesem Zwecke ein Ultrakurzwellensender mit einem 1,5 Kilowatt Kurzwellenrohr (Heizleistung 260 Watt, Anodenspannung 4000 Volt) auf einen Tisch montiert und allseitig mit einem Drahtkäfig umgeben. Das Schirmgitter bestand aus 6 Rahmen, entsprechend den 6 Seitenflächen des Quaders, die mit gewöhnlichem, verzinktem Eisendrahtgitter bespannt waren. Der Käfig war so bemessen, daß der Sender mitsamt dem Sekundärkreise innerhalb gewisser Grenzen beliebig verschoben werden konnte. Die Wirkung der Abschirmung wurde an einem etwa 8 m vom Sender entfernten Orte des Raumes durch relative Empfangsstrommessungen festgestellt. Diese Messungen wurden mit Hilfe eines abgestimmten Absorptionskreises ausgeführt, an den ein aperiodischer Detektorkreis angekoppelt war. Die Messungen hatten folgende Ergebnisse:

Sender ohne Sekundärkreis: Energieverhältnis am Meßort mit und ohne Abschirmung wie 1 : 280. Dabei wurde als Gitterkondensator des Sendeschwingungskreises ein Luftplattenkondensator verwendet.

Sender mit abgestimmtem Sekundärkreis: Unter sonst gleichen Umständen ergab sich ein Energieverhältnis von 1 : 100.

Waren die Käfigwände nicht allseitig verbunden, sondern an einer Seitenwand als Tür nur längs einer Kante in metallischer Verbindung mit den anderen Seitenwänden, so sank die Abschirmwirkung bereits auf 1 : 60.

Mit der Abschirmung des Senders wurde gleichzeitig eine beträchtliche Stromsteigerung im Nutzkreis beobachtet. Bei vollkommener Kapselung zeigte das geshuntete Hitzdrahtampèremeter im Sekundärkreis 3,8, während unter sonst gleichen Verhältnissen ohne Käfig nur 3,1 gemessen wurde. Dieser durch die verminderte Strahlung des Senders bedingte Stromstärkezuwachs bedeutet für die Erwärmung von Substanzen im Kondensatorfeld einen erheblichen Energiegewinn.

Zu bemerken ist weiter, daß bei Erdung des Käfigs kein Unterschied festgestellt werden konnte und ferner, daß die Variation der Wellenlänge in dem gemessenen Bereich von 3,40 m bis 4,20 m keinen merkbaren Einfluß auf das Abschirmungsverhältnis hatte.

Für genau gleiche Betriebsbedingungen des Senders bei ein und derselben Wellenlänge (3,60 m) wurde die Schirmwirkung untersucht, wenn die Seitenflächen des Käfigs nur an wenigen Stellen miteinander verbunden waren. Es ergab sich, daß die Empfangsintensität unter Umständen den doppelten Wert annahm wie ohne Käfig. Man sieht daraus, daß hierbei die einzelnen Rahmenflächen noch als selbständige schwingungsfähige Gebilde wirken konnten, die durch die Lötstellen galvanisch miteinander gekoppelt waren. Wie leicht nachgewiesen werden konnte, war die obere Deckwand auf Grund ihrer Abmessungen bei der betreffenden Wellenlänge zufällig abgestimmt und wirkte so natürlich als kräftiger Strahler.

Für eine gute Wirkung der Abschirmung ist also sorgfältiges Verbinden der Seitenwände des Käfigs untereinander notwendig. Die Herabsetzung der Strahlungsintensität in der Umgebung des Senders durch die Verwendung eines allseitig geschlossenen Drahtkäfigs auf $^1/_{100}$ dürfte praktisch als ausreichend anzusehen sein. —

Die Kondensatoren, die zur Wärmemessung der Salzlösungen dienten, waren den beiden oben durchgerechneten Ersatzschaltungen entsprechend gebaut.

Die Methode zur Messung der Erwärmung bei eingetauchten Platten benutzte folgende Anordnung: Zwei runde ebene Platinelektroden vom Radius 1 cm wurden im Abstande von 0,3 cm genau parallel gegenübergestellt und so in die verschiedenen Flüssigkeiten eingetaucht. Die Elektrolytlösungen befanden sich in einem zylindrischen Weinholdschen Gefäß vom inneren Durchmesser 6 cm. Der Raum zwischen der Innenwand und der 2,5 cm weiteren Außenwand wurde aus Gründen einer möglichst guten Wärmeisolation an einer Hochvakuumpumpe weitgehend ausgepumpt. Das benutzte Flüssigkeitsvolumen betrug bei diesen Messungen 150 ccm, und zwar wurde es aus folgendem Grunde so groß gewählt: Der Temperaturanstieg der Lösung konnte dann nämlich seitlich vom Flüssigkeitskondensator mit einem empfindlichen Quecksilberthermometer oder auch mit Thermoelementen verfolgt werden; außerdem konnte der Kondensator hinreichend entfernt von den Glaswänden des Gefäßes usw. eingebaut werden.

[6]) E. Schliephake: Zeitschr. f. d. ges. Experim. Med., 66, S. 232 usw., 1929.

Digitized by Google

Das Feld im Kondensator selbst wurde auf diese Weise nicht durch fremde Dielektrika gestört; allerdings machte sich dafür eine um so sorgfältigere Rühranordnung notwendig. Bild 8 zeigt den Kondensatoraufbau.

Der Rührer, der aus einem Glaspropeller bestand und der nicht genau in der Achse des zylindrischen Gefäßes angebracht war, sorgte für einen vollkommenen Wärmeausgleich in weniger als einer Sekunde. Platinelektroden, Rührer und Thermometer wurden gehalten resp. geführt von einem gut passenden Hartgummideckel. Der Verlustkondensator wurde nun für die Messung an den Sekundärkreis als Teilkapazität angeschlossen unter Zwischenschaltung eines Strommessers. Je nach der benutzten Leitfähigkeit wurde für den Elektrolytkondensator mehr oder weniger

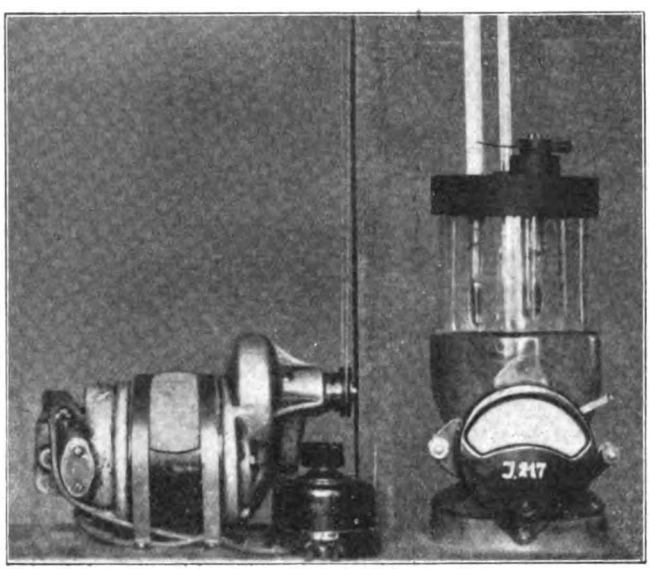


Bild 8.

Selbstinduktion abgegriffen, immer so, daß trotz der verschiedenen Dämpfungen eine scharfe Abstimmung des Gesamtsystems auf den Sender möglich war.

Bei denselben Messungen mit 3 m ist prinzipiell nichts hinzuzufügen, nur sind da die Zuleitungen zum Verlustkondensator besonders kurz und in nicht zu kleinem Abstande voneinander zu führen.

Der oben behandelte zweite Fall des Verlustkondensators, der den medizinischen Verhältnissen nachgebaut ist, entspricht folgender Meßanordnung: Zwischen die Platten eines Kondensators wird ein Glasgefäß gesetzt, in welches die Lösungen gebracht werden. Die Platten haben dabei noch einen Abstand von den äußeren Glaswandungen. Außerdem sollten die Platten größer sein als der Gefäßquerschnitt. Anfangs wurde versucht, sowohl die Platten als auch das Glasgefäß auf eine Hartgummischeibe als Grundplatte aufzubauen. Wärmemessungen mit dieser Anordnung wurden stark gefälscht durch die mit der Zeit ansteigende Erwärmung des Hartgummis (bis zum Erweichen), die ihre Ursache in den großen dielektrischen Verlusten hatte. Die endgültige Anordnung ist so getroffen, daß sich der veränderliche Plattenkondensator ($R = 6{,}5$ cm) 10 cm über jeder Unterlage befindet und durch Porzellanisolatoren seitlich gehalten wird. Das Glasgefäß mit den Lösungen ruht auf den Enden dreier Glasröhren, die so weit in das Feld hineinragen, daß sich das zu erwärmende Dielektrikum genau in der Mitte befindet. Bild 9 zeigt diesen Meßkondensator.

Als geeignetstes Glasgefäß für die Messungen wurde aus acht verschiedenen Typen schließlich eine einfache, rechteckige Glasküvette gewählt, die mög-

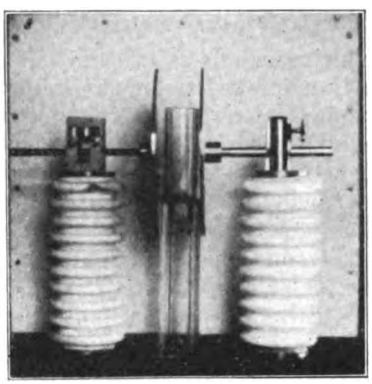


Bild 9.

lichst gleiche und kleine Wandstärken überall besaß und nicht gekittet war. Andere Gefäßformen, besonders dickwandige runde und solche mit Halsansätzen, gaben infolge ihrer Unregelmäßigkeiten zu Feldverzerrungen und damit zu ungleichmäßigen Erwärmungen Anlaß. Vorrichtungen zur Wärmeisolation haben sich bei dieser Anordnung in keiner Form bewährt, da sie jedesmal eigene Verluste oder Feldstörungen zur Folge hatten. Die benutzte Glasküvette hatte die Abmessungen: 5 cm lang, 2,5 cm breit und 7,5 cm hoch, die Wandstärke betrug 2 mm.

Die Messungen wurden mit dieser Anordnung immer an einer Flüssigkeitsmenge von 50 ccm durchgeführt.

Der Meßkondensator wird schließlich als Teilkapazität an den Sekundärkreis angeschlossen ebenfalls unter Zwischenschalten eines Ampèremeters. Für die Messungen bei der Wellenlänge 3 m ist noch erwähnenswert, daß dort die Gesamtkapazität des Sekundärkreises allein aus diesem Meßkondensator besteht und die Resonanzabstimmung grob durch Aenderung der Selbstinduktion aufgesucht wurde und durch Regulieren des Plattenabstandes mittels eines feinen Gewindes nachgestimmt wurde.

Die Ampèremeter in den Sekundärkreisen dienen bei den Messungen einmal dazu, auf Resonanz mit den Sendern abzustimmen, dann aber vor allem bei einer bestimmten Wellenlänge und verschiedenen Leitfähigkeiten immer wieder dieselbe Stromstärke genau einzustellen. Für diesen Zweck hat sich besonders das Hitzbandinstrument von Hartmann & Braun bewährt. Das Ampèremeter hat zwei Meßbereiche von 0—4 und 0—1 Amp., von denen hier nur der kleinere benutzt wurde. Die Genauigkeit der Einstellung auf $^1/_{100}$ Amp. war für die folgenden Messungen ausreichend.

Die Temperaturmessung erfolgte mit einem empfindlichen Quecksilberthermometer bis auf $^1/_{20}°$ genau. Bei Erwärmungen unter 6° wurde thermoelektrisch gemessen. Es wurde ein punktgeschweißtes Kupfer-Konstantanelement verwandt; der Thermostrom wurde mittels eines Zeiss'schen Schleifengalvanometers gemessen. Die Meßgenauigkeit der

Digitized by Google

Temperatur betrug dabei $^1/_{50}°$. Bei Messungen mit Thermoelementen war zu beachten, daß das Element mit seinen Zuführungen genau senkrecht zu den Feldlinien auf einer Aequipotentialfläche angebracht war, da sonst Fehler durch die zusätzlichen Hochfrequenzströme und außerdem starke Feldverzerrungen entstanden.

Die Leitfähigkeitsmessungen wurden in der Kohlrausch-Brücke mit Tonfrequenz ausgeführt. Um möglichst reinen sinusförmigen Brückenstrom zu haben, wurde als Stromquelle ein kleiner Röhrensender benutzt. Für die verschiedenen Leitfähigkeitsbereiche zwischen

$$\varkappa[\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}] = 10^{-2} \text{ und } \varkappa[\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}] = 5\cdot 10^{-5}$$

wurden die Widerstandskapazitäten so gewählt, daß sich die Widerstandsvergleichung immer zwischen den Grenzen 30 und 1000 Ohm bewegte und die Minimumstellung immer nahe der Schleifdrahtmitte gelegen war.

Auf feine Unterschiede, die von einer Frequenzabhängigkeit der Leitfähigkeit herrühren, braucht selbstverständlich bei diesen Messungen keine Rücksicht genommen zu werden.

Zum Abmessen der Flüssigkeitsvolumina dienten auf Auslauf geeichte Meßpipetten.

Die Messungen mit den soeben beschriebenen Anordnungen beschränken sich zunächst auf eine experimentelle Prüfung der Maximumbedingungen für die Dämpfung. Da die Messungen immer an ein und derselben Flüssigkeitsmenge und bei jeder Wellenlänge auch während einer bestimmten Zeit ausgeführt wurden, sind bei Voraussetzung gleicher spezifischer Wärmen der verschiedenen Verdünnungen die Differenzen zwischen Ausgangs- und Endtemperaturen den in den Flüssigkeiten umgesetzten Wärmemengen proportional. Auf die Wärmeabstrahlung brauchte keine Rücksicht genommen zu werden, da die Temperaturdifferenzen wegen der Annahme eines konstanten Temperaturkoeffizienten der Leitfähigkeit sowieso möglichst 10° nicht übersteigen durften.

Der Gang einer Messung vollzog sich folgendermaßen: Der Sender wurde auf die Wellenlänge, mit der gerade gearbeitet werden sollte, eingestellt und seine Wellenlänge gemessen. Sekundärkreis mit Meßkondensator wurde auf Resonanz mit dem Sender abgestimmt. Das Konstanthalten der dem Flüssigkeitskondensator zugeführten Stromstärke erfolgte durch Verändern der Kopplung des Sekundärkreises an den Sender. Dabei ist zu beachten, daß man selbst bei der festesten Kopplung, die das Dämpfungsmaximum bedingt, nicht die Grenze der kritischen Kopplung überschreitet. Es wurde deshalb zu Beginn jeder Meßreihe aus Vorversuchen die durch die Senderleistung und die Grenze der Kopplung bedingte zulässige Stromstärke durch den Elektrolytkondensator bei den verschiedensten Leitfähigkeiten festgestellt. Zu dieser Stromstärke wurde eine für die Meßreihe konstante Versuchsdauer so gewählt, daß die Erwärmung im Maximum innerhalb der oben besprochenen Grenzen blieb. Dann wurde eine Ausgangslösung, meist eine einfach normale Lösung des betreffenden Salzes angesetzt und ein bestimmtes Quantum, bei dem einen Meßkondensator 150 ccm, beim anderen 50 ccm, in den Flüssigkeitskondensator gebracht. Darauf wurde direkt in dem Gefäß die Leitfähigkeit $\varkappa_1$ mittels der Kohlrausch-Brücke bei der Ausgangstemperatur t_1 gemessen und der Strom durch den Verlustkondensator durch Variation der Kopplung auf den oben festgesetzten Wert gebracht. Anschließend wurde die Anfangstemperatur t_a der Lösung im Kondensator gemessen und gleichzeitig der Ausgangspunkt der Versuchsdauer fixiert. Die Zeitmessung erfolgte mit einer Stoppuhr und konnte bis auf $^1/_5$ Sekunde genau bestimmt werden. Die Versuchsdauer betrug meist 5 Minuten. Nach Ablauf dieser Zeit wurde der Sender abgeschaltet und gleichzeitig die Endtemperatur t_e gemessen. Anschließend wurde noch eine Leitfähigkeitsmessung dieser Lösung ausgeführt, die einen Wert $\varkappa_2$ bei der Temperatur t_2 ergab. Nach dieser Messung wurde die Ausgangslösung in einem bestimmten Verhältnis verdünnt und mit dieser verdünnten Lösung wieder eine neue Messung ausgeführt. Für eine Kurve wurden durchschnittlich etwa 15 solche Verdünnungen hergestellt und ihre Erwärmungen in gleicher Weise gemessen. Die Aufnahme einer solchen Meßreihe dauerte etwa 6 Stunden. Während dieser Zeit war für eine annähernd gleiche Ausgangstemperatur (Zimmertemperatur) zu sorgen.

Die Auswertung der Meßergebnisse vollzieht sich folgendermaßen: Die Differenz zwischen End- und Anfangstemperatur $t_e - t_a$ ist direkt ein Maß für die Erwärmung der Flüssigkeit. Die zugehörige Leitfähigkeit, d. h. die Leitfähigkeit, die der mittleren Temperatur $\frac{t_e + t_a}{2}$ entspricht, wurde durch Interpolation errechnet:

$$\varkappa = \varkappa_1 + \frac{\varkappa_2 - \varkappa_1}{t_2 - t_1}\left(\frac{t_a + t_e}{2} - t_1\right)$$

Diese so erhaltenen Leitfähigkeiten werden umgerechnet in absolute elektrostatische Einheiten und gegen die Temperaturdifferenzen aufgetragen.

Die Lage des Maximums der so erhaltenen Kurve wird verglichen mit der aus den Maximabedingungen für die Dämpfung errechneten. Für Anordnung I des Meßkondensators lautete die Bedingung: $\varkappa = \frac{\varepsilon \nu}{2}$.

Für ε mußte allenthalben mit mehr oder weniger großer Näherung ein Mittelwert angesetzt werden, eine Ungenauigkeit, die einmal durch die Abhängigkeit der D.-K. von der Konzentration der Lösung und weiter durch ihre Temperaturabhängigkeit bedingt ist. Was den ersten Einfluß anlangt, so sind die Untersuchungen noch keineswegs abgeschlossen. Nach den bisherigen Resultaten der Arbeiten von Walden, Ulich, Werner[7]) einerseits und Zahn und Hellmann[8]) andererseits läßt sich nur sagen, daß für sehr starke Verdünnungen die Abnahme der D.-K. gegenüber der des Lösungsmittels sehr gering ist, während im Gebiete größerer Konzentrationen noch Widersprüche vorhanden sind. Aus neueren Messungen von Zahn und Hellmann scheint hervorzugehen, daß die Abweichungen der D.-K. selbst bei größeren Konzentrationen längst nicht die Werte erreichen, die von Walden und Ulich angegeben worden sind.

[7]) P. Walden, H. Ulrich u. O. Werner: Zeitschr. f. phys. Chem. **129**, S. 417, 1927.

[8]) H. Zahn u. H. Hellmann: Annalen d. Physik, **86**, S. 687, 1928.

Digitized by Google

Die Abhängigkeit der D.-K. von der Temperatur ist dagegen besser bekannt. Es wird für diese Korrektion die Arbeit von L. Kockel[9]) zugrunde gelegt, die wohl die beste Uebereinstimmung der gemessenen ε Werte mit den nach der Debeye-Hückelschen Elektrolyttheorie berechneten Werten darstellt. Die Abhängigkeit der D.-K. von der Temperatur ist theoretisch:

$$\varepsilon_t = 87{,}9\, e^{-0{,}0047\, t}$$

Wegen der Ungenauigkeit, die durch die Abhängigkeit der D.-K. von der Konzentration bedingt ist, hat es keinen Sinn, für jede Temperatur einen genauen ε Wert einzusetzen, vielmehr wird der Rechnung ein Durchschnittswert $\varepsilon = 78{,}0$, der einer mittleren Temperatur von 24° entspricht, zugrunde gelegt.

Ueber die Genauigkeit, mit der die Meßgrößen ermittelt werden konnten, ist schon bei der Beschreibung der Meßmethode an den betreffenden Stellen hingewiesen worden. Für die Meßgenauigkeit bei der Aufnahme der einzelnen Kurvenpunkte ist ein Maß die Reproduzierbarkeit der Kurven, die in vielen Fällen nachgeprüft wurde. Die zu den Maxima gehörigen Leitfähigkeitswerte wurden graphisch aus dem Kurvenverlauf ermittelt.

Ungünstiger steht es mit den berechneten Leitfähigkeitswerten in den Maxima. In $\varkappa = \frac{\varepsilon \nu}{2}$ ist ε wegen der vorhin besprochenen Unsicherheit nur bis auf 4 % bekannt, während ν bis auf 0,5 % bestimmt werden konnte. Für das berechnete $\varkappa$ ergibt sich also nur eine Genauigkeit von 4,5 %.

Zuerst werden die Meßergebnisse für die Kondensatoranordnung I wiedergegeben. Die Stromstärken für die verschiedenen Wellenlängen und die Versuchsdauer wurden nach den oben angeführten Gesichtspunkten aus gewählt; die Höhen der Maxima zeigen deshalb keine Gesetzmäßigkeit, es soll vielmehr nur auf ihre Lage ankommen. Es sind hier die Kurven gezeichnet bei Benutzung von KCl als Elektrolyt. Weiter sind noch unter gleichen Bedingungen gemessen worden: NaCl, KBr, $KMnO_4$, $K_2Cr_2O_7$. Die Kurven dieser Salze fallen bei den einzelnen Wellenlängen innerhalb der Zeichengenauigkeit mit denen für KCl durchaus zusammen, so daß es sich erübrigt, alle einzeln wiederzugeben. Bild 10 zeigt den Kurvenverlauf für die drei Wellenlängen 80,0 m, 34,0 m und 3,60 m. Der nach $\varkappa = \frac{\varepsilon \cdot \nu}{2}$ errechnete Leitfähigkeitswert des Maximums ist als strichpunktierte Ordinate eingezeichnet. Es ergibt sich innerhalb der Fehlergrenzen eine befriedigende Uebereinstimmung. Der Unterschied in der Lage der Maxima zwischen den gemessenen und berechneten Werten liegt bei allen Messungen innerhalb der Fehlergrenze.

Für den Fall II des Kondensatoraufbaues lautete die Beziehung: $\varkappa = \frac{\varepsilon \nu}{2}\left(1 + \frac{4\pi l}{a q \varepsilon}\right)$. Die Größe der Maximumverschiebung, die von dem besonderen Aufbau des Kondensators herrührt, muß sich durch Auswerten des Gliedes $\frac{4\pi l}{a q \varepsilon}$ abschätzen lassen. Die Länge l und der Querschnitt q der Flüssigkeitsschicht sind durch die Benutzung eines bestimmten Glasgefäßes fest vorgegeben; l betrug 2,1 cm und q 23,8 cm².

a, die reziproke Summe der oben definierten Kapazitäten C_1, C_2 und C_3, ist für jeden Plattenabstand und jede Plattengröße eine Konstante.

$$a = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}$$

$$C_1 = \frac{C_L \cdot C_{Gl}}{C_L + C_G};\ C_2 = \frac{C'_L \cdot C'_{Gl}}{C'_L + C'_{Gl}};\ C_3 = \frac{F - q}{4\pi d}$$

F = Plattengröße
d = Plattenabstand

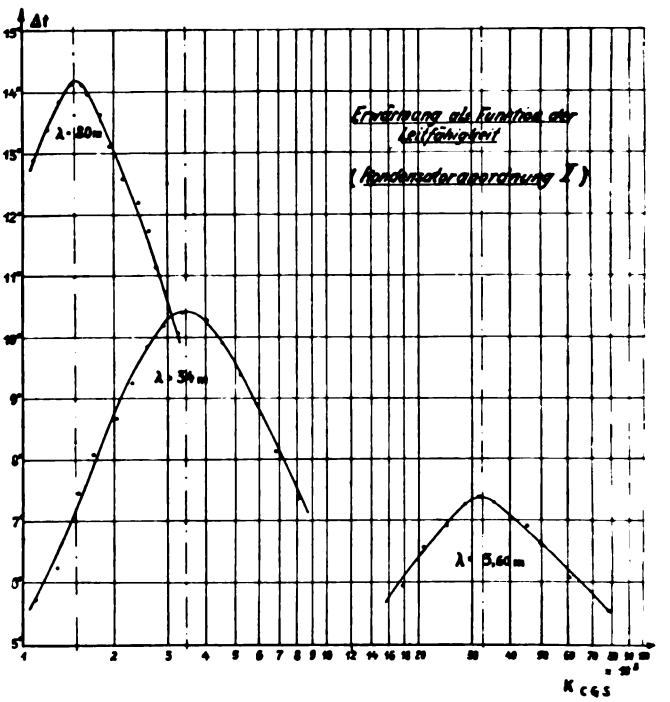


Bild 10.

Bei symmetrischer Stellung des Troges zwischen den Platten ist $C_1 = C_2$

$$d = 2\, d_L + 2\, d_{Gl} + l;\ C_L = \frac{q}{4\pi d_L};\ C_{Gl} = \frac{6 \cdot q}{4\pi d_{Gl}}$$

$$a = 4\pi\left\{\frac{2}{q}\left(\frac{d_{Gl}}{6} + d_L\right) + \frac{d}{F - q}\right\}$$

Plattenabstand $d = 4$ cm, $F = 132{,}8$ cm²

$$a = 1{,}206\quad \frac{4\pi l}{a q \varepsilon} = 0{,}011\quad \varkappa = \frac{\varepsilon \nu}{2}(1 + 0{,}011)$$

Plattenabstand $d = 3$ cm, $F = 132{,}8$ cm²

$$a = 0{,}645\quad \frac{4\pi l}{a q \varepsilon} = 0{,}022\quad \varkappa = \frac{\varepsilon \nu}{2}(1 + 0{,}022)$$

Die berechnete Verschiebung des Maximums, ausgedrückt durch die Leitfähigkeit des Dämpfungsmaximums nach der ersten Anordnung, bei $d = 4$ cm beträgt 1,1 %. Mit kleiner werdendem Plattenabstande wird der Unterschied etwas größer, erreicht bei der Plattennähe von 0,25 cm (kleinmöglichstes d) gegenüber den Glaswänden des Gefäßes den Wert von 2,2 % und nimmt mit größer werdendem Plattenabstande entsprechend schnell ab. Die Größe der

[9]) L. Kockel: Annalen der Physik, 77, S. 417, 1925.

Digitized by Google

Verschiebung des Maximums, die durch eine ganz spezielle Kondensatoranordnung bedingt ist, liegt innerhalb der Fehlergrenzen für den berechneten Leitfähigkeitswert im Dämpfungsmaximum, der ja nur bis auf 4,5% bekannt ist. Es besteht danach wenig Aussicht, die Verschiebung des Maximums mit der vorliegenden Apparatur nachzuweisen. Das experimentelle Ergebnis zeigt Bild 11. Es sind auch hier wieder die Kurven für ein bestimmtes Salz (KCl) aufgetragen, die Meßergebnisse für andere Elektrolyte decken sich durchaus mit den angegebenen. Die strichpunktierten Ordinaten zeigen wiederum die Lage der berechneten Maxima an.

Für die Beantwortung der oben aufgeworfenen dritten Frage nach der Abhängigkeit der Erwärmung vom Kondensatoraufbau läßt sich bezüglich der Lage der Dämpfungsmaxima auf Grund der Meßergebnisse folgendes sagen: Während exakt genommen der Wert für das Maximum jeweils von der Kondensatoranordnung abhängt, kann man es durch geeignetes Dimensionieren der Anordnung immer erreichen, daß man praktisch nur nach der einfachen Beziehung $\varkappa = \frac{\varepsilon \nu}{2}$ zu rechnen braucht. Man hat nur dafür zu sorgen,

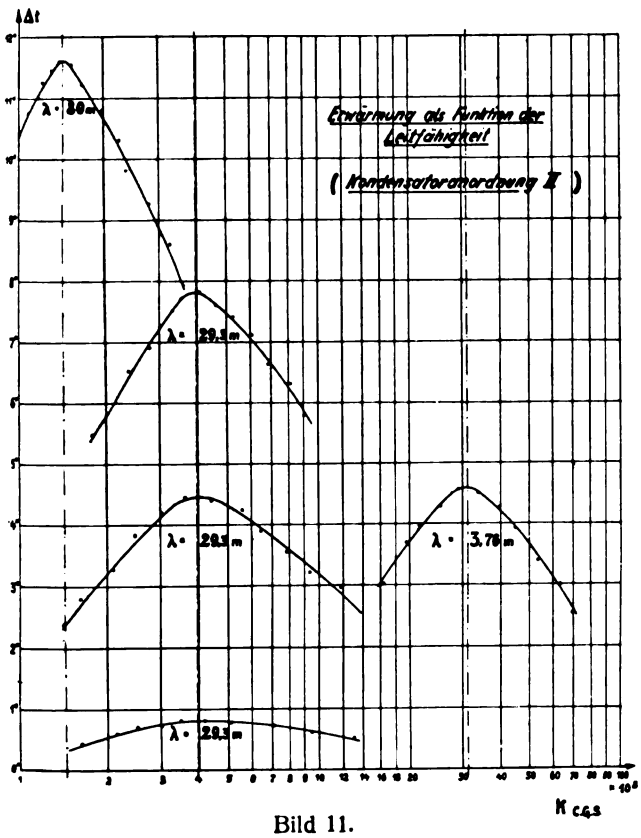


Bild 11.

daß a möglichst groß wird: Bei vorgegebener Objektgröße und festgelegtem Plattenabstande ist C_3, die Parallelkapazität, möglichst klein zu machen, oder C_1 und C_2 ist bei vorgegebener Plattengröße durch Verändern des Plattenabstandes klein zu halten. Diese Betrachtung ist für eine weiter unten diskutierte Anwendungsmöglichkeit wichtig.

Kürzlich ist eine amerikanische Arbeit[10]) erschienen, die für eine etwas andere Kondensatoranordnung (Platten < Gefäßquerschnitt) mit einer anderen Meßmethode (Konstanthaltung der Leistung) eine ganz ähnliche Maximumbeziehung für die dielektrischen Verluste in Elektrolyten bestätigt. Die Maximumbeziehung für jene spezielle Anordnung stammt

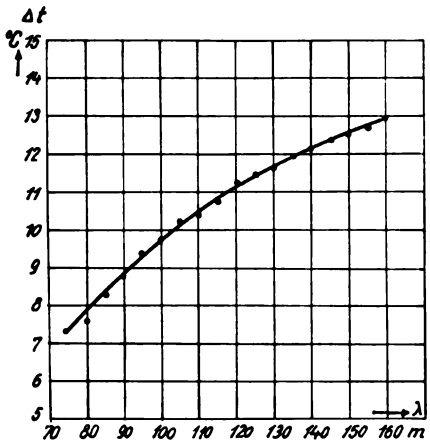


Bild 12.

Erwärmung als Funktion der Wellenlänge.

aus einer bisher unveröffentlichten Rechnung von G. W. Pierce und ist in gleicher Weise wie der oben behandelte Fall II als ein modifizierter der Beziehung $\varkappa = \frac{\varepsilon \nu}{2}$ anzusehen.

Außer den obigen Messungen zur Bestimmung der Dämpfungsmaxima wurde weiterhin der Gang der Erwärmung einer Flüssigkeit bestimmter Leitfähigkeit mit der Frequenz experimentell verfolgt. Nach der Rechnung ist der Verlauf bei Konstanthaltung aller Größen bis auf ω vom Typ $Q = \frac{A}{B + C\,\omega^2}$. Für die experimentelle Nachprüfung ist vor allem auf die Bedingung der Konstanz der zugeführten absoluten Stromstärke über einen größeren Frequenzbereich zu achten. Dazu war eine Untersuchung der Frequenzabhängigkeit des Strommessers nötig. Ein Vergleich mit einem geeichten Thermokreuz, bei dem der Einfluß des Skineffektes genau berücksichtigt wurde, zeigte, daß für den Wellenbereich von 80 m bis 160 m die Angaben des Hitzbandinstruments genau waren. Die Messungen wurden danach in diesem Wellenbereich angestellt. Das Ergebnis zeigt Bild 12 und bestätigt den von der Rechnung geforderten Verlauf.

Es wurde ferner die Frage untersucht, welchen Unterschied in der Leitfähigkeit zweier Salzlösungen man noch mit der Methode messen kann. Sie läßt sich beantworten aus den aufgenommenen Kurven, bei denen unter Festhaltung einer bestimmten Wellenlänge die Erwärmung als Funktion der Leitfähigkeit aufgetragen ist. Bild 13 stellt eine solche Kurve bei $\lambda = 80$ m dar (Elektrolyt: $K_2Cr_2O_7$). Die größte Aenderung der Erwärmung als Funktion der Leitfähigkeit findet an der steilsten Stelle der Kurve (bei $\varkappa = 5 \cdot 10^7$) statt. Es ist also nötig, die Wahl der Frequenz so zu treffen, daß für die Leitfähigkeitswerte möglichst diese Bedingung für die Lage auf der Erwärmungskurve erfüllt ist. Durch verschiedene Erwärmungen wurden so noch Leitfähigkeitsunterschiede von 4 % erkannt. Beide Lösungen befanden

[10]) W. T. Richards u. A. L. Loomis: Proceed. Nat. Acad. of Sc. 7, S. 587, 1929.

Digitized by Google

sich gleichzeitig parallel geschaltet im Kondensator. Die Temperaturdifferenz, die thermoelektrisch gemessen wurde, betrug dabei ½°.

Eine weitere Meßreihe beschäftigte sich mit der Frage des Einflusses der Inhomogenität der Lösung auf die Erwärmung. Es wurde einer verdünnten Kochsalzlösung von bestimmter Leitfähigkeit ein Stoff mit

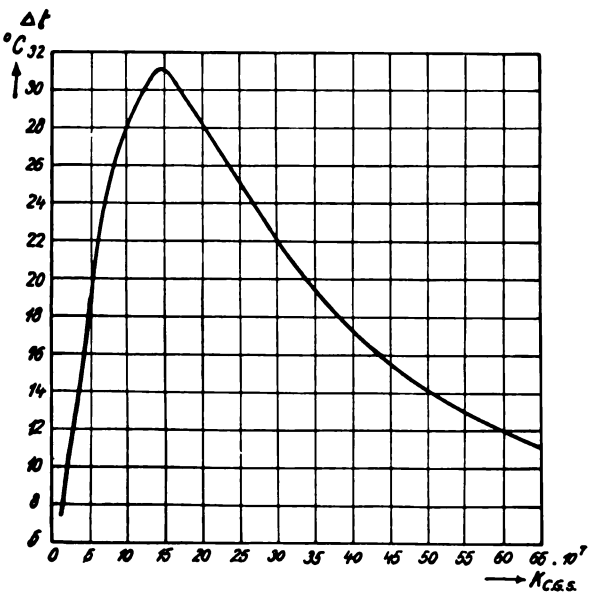


Bild 13.
Erwärmung als Funktion der Leitfähigkeit.
($\lambda = 80$ m; $K^2 C^{12} O^7$)

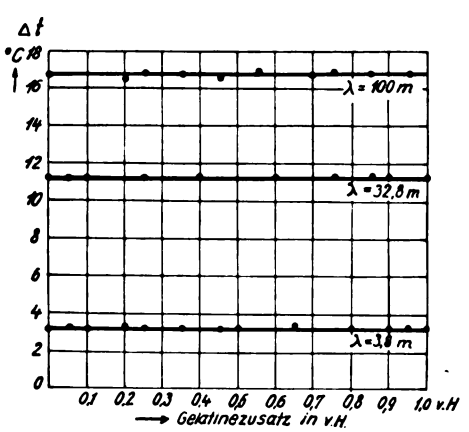


Bild 14.
Erwärmungen bei verschiedenen Gelatinesätzen.

großen Molekülen, Gelatine, maximal bis 1 % zugesetzt, so daß für die Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeit während der Meßreihe durchweg der Wert der Ausgangslösung Geltung hatte. Alle Lösungen mit verschiedenen Gelatinezusätzen wurden auf dieselbe Leitfähigkeit der Ausgangskochsalzlösung genau eingestellt. Für jede Wellenlänge ergab sich unter sonst gleichen Umständen immer dieselbe Erwärmung (Bild 14).

V. Folgerungen für die medizinische Verwendung.

Diese Untersuchungen lassen für die im hochfrequenten Kondensatorfeld von seiten der Medizin erzielten Tiefenwirkungen folgende Erklärungen zu. Es wird hierbei von der rohen Annahme des geschichteten Dielektrikums Gebrauch gemacht.

Soweit die biologischen Substanzen als Halbleiter ähnlich den Elektrolyten aufzufassen sind, geht der Hochfrequenzstrom teils kapazitiv, teils als Leitungsstrom durch sie hindurch. Die Erwärmung wird von der Wirkkomponente des Stromes, vom Leitungsanteil, hervorgerufen. Für einen Körperquerschnitt mit mehreren aufeinander folgenden Schichten von guter und schlechter Leitfähigkeit und unterschiedlicher D.-K. hat der Widerstand für eine bestimmte Frequenz einen bestimmten komplexen Wert. Für einen noch höher frequenten Strom ist der kapazitive Widerstand kleiner, d. h. bei derselben Spannung wird ein größerer Gesamtstrom durch den Körperquerschnitt fließen. Dadurch wächst die Wärmewirkung in den leitenden Schichten gegenüber der Wärmewirkung bei längeren Wellen.

Zu dieser so zu erklärenden größeren Tiefenwirkung der Kondensatorfeldmethode mit sehr hohen Frequenzen gegenüber der bisher üblichen Diathermie (bis zu 300 m) kommt noch ein weiterer rein technischer Vorteil hinzu. Während bei der Diathermie der Patient direkt durch Auflegen der Plattenelektroden an den Sekundärkreis angeschlossen wird, so wird bei der Kondensatorfeldbehandlung der betreffende Körper nur als Teildielektrikum zwischen die Kondensatorplatten gebracht, sein Anschluß an den Sekundärkreis ist rein kapazitiv. Medizinisch hat das vor allem den Vorteil, daß Verbrennungen an der Oberfläche durch Funkenübergang vermieden werden, wie sie beispielsweise bei nicht gut anliegenden Elektroden vorkommen können.

Ueberdies läßt sich für die medizinische Verwendung aus den Untersuchungen noch folgender bemerkenswerter Schluß ziehen. Mit Hilfe der obigen Beziehung für das Maximum der Dämpfung kann man in jedem inhomogenen Dielektrikum, wie es z. B. auch die tierische Substanz darstellt, an irgendeiner Stelle mit bekannter Leitfähigkeit und D.-K. durch Auswahl der Frequenz eine Temperatursteigerung gegenüber ihrer Umgebung hervorrufen. Die größte Energieumwandlung in Wärme findet immer dann statt, wenn Leitungs- und Verschiebungsstrom im Verhältnis 1 : 1 zueinander stehen. Wesentlich bei dieser Methode ist, daß man die maximale Erwärmung in dem inhomogenen Dielektrikum durch Wahl der Frequenz in verschiedene Tiefen legen kann und so Temperaturgefälle nach verschiedenen Richtungen hervorrufen kann. Um diese Tatsache nachzuweisen, wurde folgender Versuch angestellt. In drei gleichgroße Küvetten wurden drei Lösungen eingefüllt, deren Leitfähigkeiten so bemessen waren, daß die erste ihr Dämpfungsmaximum bei 3,50 m, die zweite bei 30 m und die dritte bei 80 m hatte. Die drei Küvetten wurden in einem Plattenkondensator in Serie oder auch parallel angeordnet und nacheinander mit den entsprechenden Wellenlängen behandelt. Dabei zeigte sich, daß sich jeweils eine Lösung besonders stark erwärmte, während die anderen kälter blieben.

Wie weit dieser Vorschlag der selektiven Erwärmung einer bestimmten Körperflüssigkeit oder eines beliebigen Organes durch die Behandlung einer ganz bestimmten Frequenz durchführbar. ist, wird wesentlich davon abhängen, ob man die Leitfähig-

Digitized by Google

keiten und Dielektrizitätskonstanten der verschiedenen Gewebe ermitteln kann, und ob diese Werte für die verschiedenen Körperteile auch hinreichend unterschiedlich voneinander sind. Diese zweite Bedingung würde allerdings auch bis zu einem gewissen Grade künstlich für gewisse Organe zu erfüllen sein.

Ein weiterer Punkt, der bei einer medizinischen Anwendung dieser Methode nicht außer acht gelassen werden darf, ist der Einfluß der Feldverzerrung. Durch die unregelmäßigen Grenzflächen der verschiedenen Schichtungen und besonders durch die Unebenheiten der Körperoberfläche wird die Dichte des elektrischen Feldes über den Körperquerschnitt sehr verschieden sein, was Erwärmungen zur Folge haben wird, die besonders berücksichtigt werden müssen.

Da es in manchen Fällen darauf ankommen wird, an einer erkrankten Stelle insbesondere das Blut zu erwärmen, um dort eine stärkere Durchblutung des Gewebes herbeizuführen, da andererseits Blut von allen Körperflüssigkeiten am leichtesten zu beschaffen war, wurde weiterhin die Frage untersucht, für welche Wellenlängen das Blut gerade die Maximumbedingung für die Dämpfung erfüllt.

Zunächst wurden mit der beschriebenen Brückenanordnung Leitfähigkeitsmessungen an Serum vorgenommen, die sich über ein Temperaturintervall von 37° C (Körpertemperatur) bis 42° C erstreckten. Nach der einfachen Beziehung $\varkappa = \frac{\varepsilon \nu}{2}$ ergaben sich für die gemessenen $\varkappa$ Werte und für 85,5 als D.-K. des Serums zugehörige Wellenlängen von 84—92 cm. Da Serum eine der bestleitendsten Körperflüssigkeiten überhaupt ist, so sind diese Wellenlängen die kürzesten, die für diese Erwärmungsmethode in Betracht kommen, vorausgesetzt, daß andere gleichgut leitende Körperflüssigkeiten eine gleichgroße D.-K. haben.

Hierauf wurde Blut selbst untersucht. Wegen der Gefahr des Gerinnens auf dem Wege zwischen Blutabnahme und Messung wurde vorher durch Schlagen das Fibrin entfernt. Der Transport des Blutes erfolgte in einem Dewarschen Gefäße, um eine Abkühlung möglichst zu vermeiden. Das Widerstandsgefäß zur Leitfähigkeitsmessung war in einem Thermostaten eingebaut, dessen Temperatur auf 37° C eingestellt war. Die D.-K. von Blut wurde aus den Tabellen von Landolt-Börnstein entnommen und ist gleich der des Serums 85,5. Die zu dieser Körperflüssigkeit auf Grund der Leitfähigkeiten in dem Temperaturintervall 37°—42° C zugehörigen Wellenlängen ergaben sich hierbei zu 2,50 m bis 2,80 m. Gegenüber dem Serum ist die Leitfähigkeit also schon erheblich schlechter geworden.

Um nun die Werte auch für das Blut zu erhalten, wie es tatsächlich im menschlichen Körper sich vorfindet, wurde die Messung, ohne irgendwelche Bestandteile zu entfernen und ohne vorher unter Körpertemperatur abgekühlt zu sein, gleich während des Aderlasses ausgeführt. Da die einfache Leitfähigkeitsmessung in der Brücke außerordentlich wenig Zeit braucht, war die Messung längst vor dem Beginn des Gerinnens beendet. Es zeigte sich, daß das Fibrin die Gesamtleitfähigkeit des Blutes noch weiter vermindert und demzufolge nach $\varkappa = \frac{\varepsilon \nu}{2}$ die Wellenlänge für das Dämpfungsmaximum vergrößert. Die Werte für die Leitfähigkeit des Blutes zeigt Bild 15. Zu diesen Werten gehören Wellenlängen von 3,00 m bis 3,70 m. Bei diesen Messungen war vor allem darauf Wert gelegt, die Größenordnung der Wellenlängen für das Dämpfungsmaximum des Blutes kennen zu lernen; Schwankungen in den Leitfähigkeitswerten des Blutes verschiedener Herkunft sind unberücksichtigt geblieben. Dieses Resultat erklärt vielleicht, warum

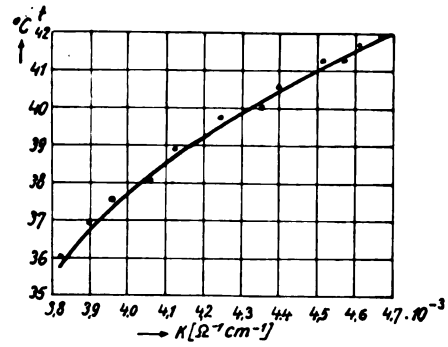


Bild 15.
Leitfähigkeit des Blutes als Funktion der Temperatur.

gerade bei Benutzung der Wellenlängen zwischen 3 und 4 m besondere medizinische Wirkungen am lebenden Organismus (Heilwirkungen usw.) erzielt worden sind.

Wichtig erschien fernerhin, Untersuchungen an verschiedenen Nährböden für Bakterienkulturen anzustellen, da nach den Arbeiten von Haase aus der Chirurgischen Klinik in Jena auch Schädigungen von Bakterienkulturen bei der Behandlung im Kondensatorfeld mit Ultrakurzwellen ($\lambda = 3$—4 m) festgestellt wurden. Um zu entscheiden, ob die Temperatursteigerung direkt in diesen biologischen Organismen hervorgerufen wurde oder vielleicht sekundär nur von einer besonderen Erwärmung der Nährböden herrührte, war neben Temperaturmessungen während der Behandlung noch wichtig, die Wellenlängen für das Dämpfungsmaximum solcher Substanzen kennen zu lernen. Es wurde zu diesem Zwecke die Leitfähigkeit der Nährbodenbouillon und des Agar-Agar bestimmt. Die Werte bei Zimmertemperatur sind:

$$\text{für Bouillon: } \varkappa\,[\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}] = 1{,}02 \cdot 10^{-2}$$
$$\text{für Agar-Agar: } \varkappa\,[\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}] = 1{,}11 \cdot 10^{-2}$$

Wird, da die Nährbodenbouillon zu 95,5 % aus Wasser besteht, als D.-K. 80 angenommen, so resultiert eine Wellenlänge für das Dämpfungsmaximum der Bouillon von 1,30 m. Für Agar-Agar war die D.-K. unbekannt; sie ist aber sicherlich kleiner als 80. Wird sie selbst mit 80 angenommen, so errechnet man eine Wellenlänge von 1,20 m. Diese Ergebnisse schließen die Vermutung aus, daß es sich bei den oben erwähnten Bakterienversuchen um eine selektive Erwärmung der Nährböden handelt.

Nach Abschluß dieser Arbeit ist kürzlich eine Mitteilung von Burstyn[11]) erschienen, die sich mit demselben Gegenstande beschäftigt.

[11]) W. Burstyn: Funk **13**, S. 230, 1930.

Digitized by Google

Vorliegende Arbeit wurde im Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena unter Leitung meines hochverehrten Lehrers, Herrn Prof. Dr. Esau, ausgeführt, dem ich an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank für das rege, fördernde Interesse, das er dieser Arbeit entgegenbrachte, aussprechen möchte. Auch dem 1. Assistenten des Institutes, Herrn Dr. O. Pfetscher, bin ich für wertvolle Anregungen zu großem Dank verpflichtet. Weiter gilt mein Dank der Heinrich Hertz-Gesellschaft für gütiges Bereitstellen von Mitteln und der Firma C. Lorenz A.-G., die die Untersuchungen durch Ueberlassen von Röhren großer Leistung ermöglichte.

VI. Zusammenfassung.

Es wurde der Einfluß der Frequenz schneller elektrischer Schwingungen auf die Erwärmung von Substanzen untersucht, die sich im elektrischen Feld zwischen den Kondensatorplatten befanden.

Die Erwärmung wurde für zwei verschiedene Kondensatoranordnungen errechnet, insbesondere wurden die Beziehungen für das Maximum der Erwärmung bei der Senderfrequenz als Parameter und bei veränderlicher Leitfähigkeit abgeleitet und experimentell an Elektrolyten bestätigt.

Die Maximumbedingung für die Kondensatoranordnung I (Platten in der Flüssigkeit) ist eine Beziehung zwischen Leitfähigkeit, Dielektrizitätskonstante und Frequenz: $\varkappa = \frac{\varepsilon \nu}{2}$.

Für den medizinisch wichtigen Kondensatoraufbau II (Platten außerhalb der Flüssigkeit, geschichtetes Dielektrikum) ergibt die Rechnung:

$$\varkappa = \frac{\varepsilon \nu}{2}\left(1 + \frac{4\pi l}{a q \varepsilon}\right).$$

Diese Beziehung wurde an verschiedenen Elektrolyten experimentell geprüft und in Uebereinstimmung mit der Rechnung gefunden.

Das von dem besonderen Aufbau des Kondensators herrührende Korrektionsglied $\frac{4\pi l}{a q \varepsilon}$ spielt bei geeigneter Dimensionierung der Anordnung keine Rolle, wie sich sowohl rechnerisch als auch experimentell zeigen ließ.

Erwärmungen von Salzlösungen mit verschiedenen Gelatinezusätzen ergaben für gleiche Dielektrizitätskonstanten und gleiche Leitfähigkeiten für eine Wellenlänge gleiche Werte, unabhängig von der Zusammensetzung der Flüssigkeit.

Es wurden ferner eine Reihe von Flüssigkeiten untersucht, die für die Medizin von besonderer Bedeutung sein dürften. So ergaben sich auf Grund der gemessenen Leitfähigkeiten und der Dielektrizitätskonstanten folgende Wellenlängen für das Maximum der Verluste:

bei Serum: $\lambda = 0{,}84$—$0{,}92$ m,
bei Blut ohne Fibrin: $\lambda = 2{,}50$—$2{,}80$ m,
bei Blut mit Fibrin: $\lambda = 3{,}00$—$3{,}70$ m.

Für bakteriologische Untersuchungen im Kondensatorfeld wurden die entsprechenden Wellenlängen für Nährbodenbouillon und Agar-Agar berechnet. Es wurden die Werte erhalten:

für die Bouillon: $\lambda \approx 1{,}30$ m,
für Agar-Agar: $\lambda < 1{,}20$ m.

(Eingegangen am 2. Juni 1930.)

Raumladungsschwingungen in Dioden.

Von **Walter Gerber**, Zürich.

Inhaltsübersicht.

I. Einleitung.
II. Röhren.
III. Generatorschaltung und Maßapparatur.
IV. Die Raumladungsschwingungen.
V. Rohrlage auf dem Generator-Lechersystem.
VI. Die Schwingungsformen der Raumladungen.
VII. Aktiv und passiv schwingende Raumladungsgebiete.
VIII. Konphas-konzentrische und Gegentakt-Raumladungsschwingungen.
IX. Selbstmodulation der Raumladungsschwingungen.
X. Zusammenfassung.

I. Einleitung.

Seit der Entdeckung der Elektronen-Raumladungsschwingungen durch Barkhausen und Kurz (B.K.) sind dieselben Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. Trotzdem bestehen noch sehr verschiedene Auffassungen hinsichtlich ihrer Entstehung und ihrer Eigenschaften. Es ist dies begründet einerseits in der Schwierigkeit, ein nichtstationäres Verhalten von Elektronenraumladungen rechnerisch zu erfassen, andererseits in der Kompliziertheit der bisherigen Versuchsanordnungen. (Kopplungen durch Zuleitungen, komplizierte elektrostatische Felder, Elektrodenkapazitäten usw.)

Es wird zweckmäßig sein, auf folgende Art vorzugehen:

1. Möglichste Vereinfachung und übersichtliche Gestaltung der Versuchsanordnung.

2. Hervorheben der allgemeinen Züge. Dabei wird es auf die Beantwortung folgender Fragen ankommen: Welches sind die allgemeinen Bedingungen für das Auftreten der Raumladungsschwingungen? Inwieweit zeigen die B.K.-Schwingungen die Kennzeichen eines durch Rückkopplung selbsterregten Schwingungssystems? Ist dieses Schwingungssystem einwellig oder zweiwellig? Wenn das System zweiwellig ist, welches sind die beiden Schwingungsgebilde? Ist die Kopplung (evtl. Rückkopplung) kapazitiv oder induktiv? usw. — Diese Fragen führen einerseits zum Studium des Elektronenmechanismus und andererseits zur Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen Lecher-System und

Digitized by Google

Raumladung. Durch Vorwärtsschreiten vom Allgemeinen zum Speziellen wird man nach Möglichkeit die Fehler vermeiden, die zu spezielle Bilder mit sich bringen.

In experimenteller Hinsicht wurde dieses Programm verwirklicht durch die Verwendung der Parallelfadenröhren (vgl. Bild 1). Diese Röhrenart ist in der Hochvakuumtechnik bekannt und wurde zum Studium der elektrischen Gasaufzehrung verwende.[1])

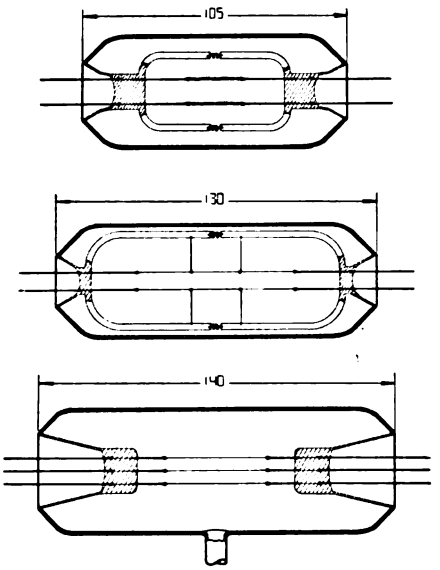


Bild 1.
Röhrentypen.

In ein Vakuumgefäß eingeschmolzen befinden sich zwei parallele Wolframfäden, von denen einer zur Glühkathode gemacht werden kann, während der andere kalte Anode bleibt. Bei bestimmten Spannungen und äußeren Impedanzen zeigt der Anodenstrom beträchtliche Abweichungen von der statischen Kurve; die Anordnung schwingt sehr hochfrequent. Eine Einrichtung zur Schwingungserzeugung mit solchen Röhren ist unter dem Namen Eccles[2]) seit längerer Zeit patentiert. Eingehende Untersuchungen (Kap. IV) des Verfassers bringen den Beweis, daß die Fadenröhren typische Raumladeschwingungen nach B.K. ausführen. Diese Tatsache wirft zum Teil ein ganz neues Licht auf das Vorkommen und die Entstehungsbedingungen der B.K.-Schwingungen und bietet die Möglichkeit, alle Vorgänge an einem „B.K.-Element" einfachster Art zu studieren. Die Generatorschaltung dieser Röhren stellt prinzipiell ein kontinuierliches Stück Lecher-System, gekoppelt mit einer schwingenden Raumladung, dar.

In der Erkenntnis, daß in meßtechnischer Hinsicht längere Wellen vorteilhafter sind, wird auf die Erregung kürzester Wellen verzichtet. Besonders eingehend werden die Energieverhältnisse ultrakurzer Wellen diskutiert, da diese Frage heute für Physik und Technik von großer Bedeutung geworden ist.

II. Röhren.

Die eigentliche Untersuchung befaßte sich mit Parallelfadenröhren; diese mußten speziell hergestellt werden. Daneben wurden viele Vergleichs- und Kontrollmessungen an handelüblichen Dioden und Trioden verschiedenster Art durchgeführt. Bild 1 zeigt drei typische Fadenröhren, welche viel verwendet wurden. Zur gegenseitigen Unterscheidung seien sie im folgenden benannt: „Spiralfadenrohr", „Langfadenrohr", „Dreifadenrohr".

Die Konstruktion der Röhren ist sehr einfach: Eingeschmolzen in die Enden eines Glasrohres befinden sich Quetschfüßchen. Zwischen zwei gegenüberliegenden Durchführungen ist je ein Wolframdraht gespannt. Aus Herstellungsgründen tragen die Füße der Spiral- und Langfadenrohre Glasbügel, welche gegenseiig abgefedert sind. Damit ferner die Elektroden des Langfadenrohres im Betrieb nicht übermäßig durchhängen, werden sie durch feine Abstützdrähte gehalten. Daten der drei Röhrentypen:

	Spiralfadenrohr	Langfadenrohr	Dreifadenrohr
Rohrdurchmesser mm	45	45	50
Rohrlänge . . . . mm	105	130	140
Fadenlänge . . . mm	20	62	39
Fadenabstand . . mm	10	7	5
Heizspannung . . Volt	ca. 18	ca. 7	ca. 5
Heizstrom . . . Amp.	ca. 0,7	ca. 1	ca. 1

Alle verwendeten Röhren sind als Hochvakuumröhren aufzufassen. Spiral- und Langfadenrohr wurden in der herstellenden Glühlampenfabrik gepumpt und abgeschmolzen, dabei wurde roter Phosphor als Getter verwendet. Das Vakuum der beiden Typen war von der Größenordnung 10^{-4} mm Hg und verbesserte sich mit der Benützungsdauer. Das Dreifadenrohr wurde im eigenen Laboratorium ausgepumpt und abgeschmolzen. Das Rohr trug seitlich einen

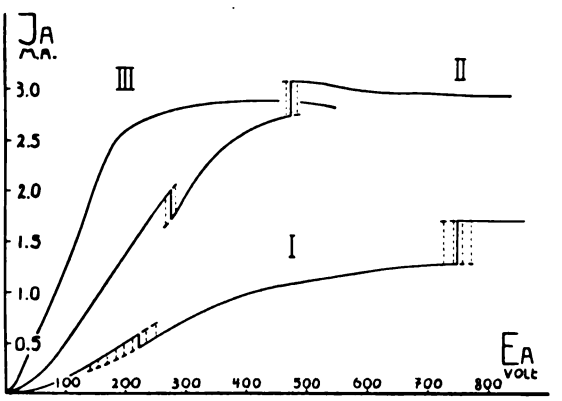


Bild 2.
Statische Kennlinien.

Kolben mit aktiver Kohle. Tauchte man diesen Ansatz in flüssige Luft, so konnte im Dreifadenrohr der Druck unter 10^{-6} mm Hg erniedrigt werden.

Die statischen Kennlinien der erwähnten drei Röhrentypen sind in Bild 2 eingetragen; es entsprechen:

Kurve I: Spiralfadenrohr $J_H = 0{,}73$ Amp.
Kurve II: Langfadenrohr $J_H = 0{,}95$ Amp.
Kurve III: Dreifadenrohr $J_H = 0{,}95$ Amp.
(wobei: Mittelfaden = Kathode. Außenfaden sind Anoden).

Auffallend sind die sehr geringen Steilheiten (Größenordnung 0.01 mA/Volt) der Raumladungskurven und die hohen Sättigungspannungen. Diese Erscheinungen sind durch zwei Umstände bedingt: 1. An der

Digitized by Google

Kathode existieren von einer gewissen Anodenspannung E_A an gleichzeitig Raumladungs- und Sättigungszonen. Das Sättigungsgebiet liegt auf der Anodenseite der Kathode und breitet sich mit zunehmendem E_A immer mehr aus. Streng genommen ist also die Bezeichnung „Raumladungskurve" für den ansteigenden Teil der Emissionskurve nicht ganz zulässig. 2. Die Anode ist ein sehr schlechter Elektronenkollektor, d. h. fast die gesamte Raumladung besteht aus pendelnden Elektronen (vgl. v. d. Pol[3]). Die Kurven I und II zeigen Unstetigkeiten, welche vom Gasgehalt der Röhren herrühren. Aehnliche Erscheinungen sind in der Hochvakuumtechnik bereits bekannt. Eigene Untersuchungen zeigten, daß die sitzt. Es fallen weg alle Störquellen, wie große Elektrodenkapazitäten, mehrfache gekoppelte Schwingungssysteme, Gegentaktschwingen der Lecher-Systeme, wobei die Drahtpaare als Antennen wirken und die einwandfreie Abstimmung auf ihnen unmöglich wird, usw. — Es besteht einzig ein Elektronenoszillator mit einem genau definierten Lecher-System gekoppelt.

Wellenmesser B_{II}, B_{III} und Generator B_I, B_{II} liegen, wie Bild 3 zeigt, auf demselben Lecher-System; der Wellenmeßteil ist einfach über die Brücke B_{II} an den Generatorteil angekoppelt. Ist die Kapazität von B_{II} sehr groß, so wirkt die Brücke praktisch als Kurzschluß für die Hochfrequenz, der Generator

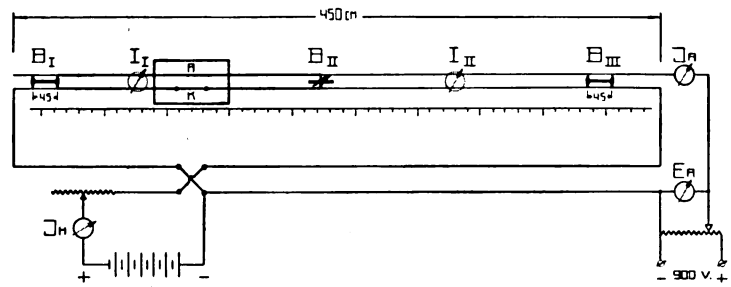


Bild 3.
Generatorschaltung und Meßanordnung.

statischen Kennlinien offener Elektrodenanordnungen schon durch geringe Gasspuren wesentlich beeinflußt werden. Diese besondere Gasempfindlichkeit ist bedingt durch die Veränderlichkeit des Glaspotentiales mit der Ionisierung des Gasinhaltes; bei Fadenröhren besitzt das Glaspotential eine starke Steuerwirkung auf die Emission. Ist die Anodenspannung gering, so ist das Glaspotential ähnlich dem Kathodenpotential. Mit zunehmendem E_A wächst die Ionisierung, fast alle positiven Ionen wandern an die Glaswand und erhöhen deren Potential. Negative und positive Teilchen strömen jetzt fortwährend an die Wand, wo sie sich neutralisieren. Die Stärke dieser Wandströme hängt ab vom Gasinhalt des Rohres. Die große Steuerwirkung des Glaszylinders kann man bei geeignetem Erdpotential leicht demonstrieren: Man fast das Rohr mit der Hand; zieht man die Hand wieder zurück, so ändert sich das Glaspotential, weil die Ladung nicht unverändert blieb. Man beobachtet jetzt, daß der Anodenstrom längere Zeit vollständig unterdrückt wird.

Daß die Einbrüche der Kennlinien I und II nicht etwa von Oscillationen herrühren, wurde durch mehrere empfindliche Untersuchungen nachgewiesen. Inwieweit ferner für den unteren Knick dieser Kurven ein Gill-Effekt[4]) in Frage kommt, wurde nicht untersucht.

III. Generatorschaltung und Meßapparatur.

Die Generatorschaltung der Parallelfadenröhren ist aus Bild 3 ersichtlich. Das Rohr bildet mit seinem Schwingungssystem ein kontinuierliches Stück Lecher-System, begrenzt durch zwei Kondensatorbrücken B_I, B_{II}; die Elektrode K ist Glühkathode, die Elektrode A Anode. Man erkennt sofort, daß eine solche Anordnung gegenüber allen bisher bekannten den besonderen Vorteil größter Uebersichtlichkeit beliefert dann keine Energie in den Wellenmesser. Durch Verkleinern der Brückenkapazität erhöht man die Energiedurchlässigkeit der Brücke; damit nun die Rückwirkung des Wellenmessers auf den Generator möglichst klein bleibt, entzieht man dem Generator nur soviel Energie, als gerade zur Wellenmessung nötig ist. Die eben geschilderte Einrichtung hat gegenüber den üblichen Anordnungen drei Vorteile: 1. Man benötigt insgesamt nur ein Lecher-System. 2. Die Größe der Kopplung ist durch Verändern einer kleinen Kapazität sehr leicht regulierbar. 3. Die Ankopplung ist unabhänägig von der Lage der Generatorbrücken.

I_I mißt die Wechselspannung des Generators, I_{II} ist analog I_I gebaut und dient zur Feststellung der Resonanz im Wellenmesser.

Gleichspannungen und Gleichströme werden außerhalb des Lecher-Systems gemessen; die Anodenspannung wird immer auf das negative Kathodenende bezogen.

Alle Brücken und Indikatoren waren verschiebbar; z. T. mittels Fadenzügen.

Die Verteilung von Spannungsknoten und Bäuchen innerhalb zweier Brücken konnte man sofort feststellen durch Verschieben eines Fingers auf dem Lecher-Draht — ein Beweis für die gute Ausgeglichenheit der Erdkapazitäten.

Zeigte I_I im Gegensatz zu I_{II} anormal große Werte, so bedeutete das, daß der Generator mehrwellig oszillierte. (Die Kennlinien der Indikatoren waren quadratisch.)

Besondere Aufmerksamkeit wurde der Durchbildung einiger Apparaturelemente gewidmet, denn es galt eine große Zahl z. T. langwieriger Messungen auszuführen, ferner mußte die Apparatur so empfindlich sein, daß es möglich war, Schwingungen entsprechend 0.1 mA Emission messend zu verfolgen.

Digitized by Google

Bild 4 zeigt die Ausführung eines Wechselspannungsindikators: Ein Elektronenrohr sehr kleiner Abmessungen ist kapazitiv sehr lose mit dem schwingenden Lecher-System L gekoppelt. Mittelst Anodengleichrichtung entsteht ein Gleichrichtereffekt, welchen ein hochohmiges Galvanometer G anzeigt. Die kapazitive Kopplung der Röhrenelektroden mit den Lecher-Drähten bewirken je einige

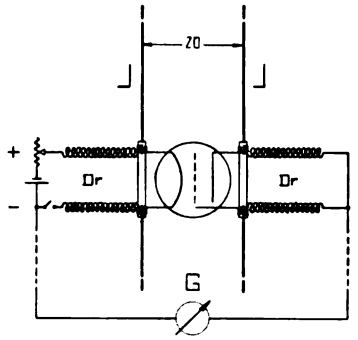


Bild 4.
Schwingungsindikator *II* resp. *III*.

Windungen Draht, welche auf dünne Isolierröhrchen gewickelt sind. Die Isolierröhrchen sind über die Lecher-Drähte geschoben und gestatten ein leichtes Verschieben der ganzen Anordnung. Für Wellenlängen oberhalb 1 m eignen sich vorzüglich „Ultra-Zwerg"-Röhren mit besonders geringen Elektrodenkapazitäten. Die beschriebene Anordnung ist hochempfindlich, dabei erzeugt sie keine merkbare Diskontinuität im Lecher-System. Gegenüber der Anordnung Kristalldetektor—Galvanometer besitzt die Röhrengleichrichtung die Vorzüge gesteigerter Empfindlichkeit und höchster Konstanz. Liegt keine Gleichspannung am Lecher-System und soll der Indikator nicht verschoben werden, was bei Sekundärsystemen öfters vorkommt, so kann ein Parallelfadenrohr als Detektor direkt in das Lecher-System eingebaut

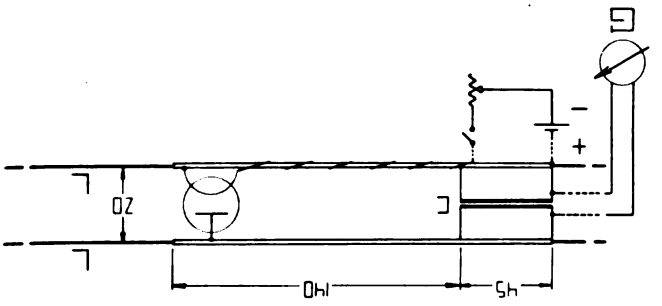


Bild 5.
Kondensatorbrücke mit Schwingungsindikator.

werden. Die Empfindlichkeit und damit die Dämpfung des Systems kann in diesem Falle sehr leicht durch Verändern des Heizstromes des Gleichrichterrohres reguliert werden.

Will man vergleichende Intensitätsmessungen für verschiedene Brückenstellungen vornehmen, so ist es erforderlich, daß das Detektorrohr innerhalb der sinusförmigen Spannungsverteilung auf dem Lechersystem immer dieselbe Lage einnimmt. Es wird dann vorteilhaft, den Indikator mit der verschiebbaren Brücke mechanisch zu koppeln, wie in Bild 5 dargestellt. Ueber das Lecher-System sind zwei Messingkapillaren geschoben; am einen Ende sind sie an die Kondensatorbrücke angelötet, das schwingungsseitige Ende trägt das Gleichrichterrohr. Diese Einrichtung arbeitet allerdings nur auf einem galvanisch abgetrennten Teil des Lecher-Systems. Es gibt eine einfache Methode, einen Teil eines kontinuierlichen Lechersystems gegen Gleichströme abzutrennen, ohne den Uebertritt der Wechselströme zu hemmen. Man schiebt über einen isolierten Draht eine Messingkapillare und benutzt diese Einrichtung als Uebergangsstück.

Die Brücken B_I und B_{III} wurden mit Doppelkontakten (vgl. Bild 3) versehen; bei einer Länge von 4,5 cm und einer Kapazität von 500 ÷ 1000 cm waren sie bei allen untersuchten Frequenzen vollkommen reflektierend.

IV. Die Raumladungsschwingungen.

Dieser Abschnitt enthält die Zusammenstellung der typischen Schwingungseigenschaften der Fadenröhren. Dabei soll gezeigt werden, daß es sich um richtige B. K.-Schwingungen handelt. Der Beweis wird erbracht, indem nachgewiesen wird, daß die entstehenden Oszillationen alle Eigenschaften besitzen, welche

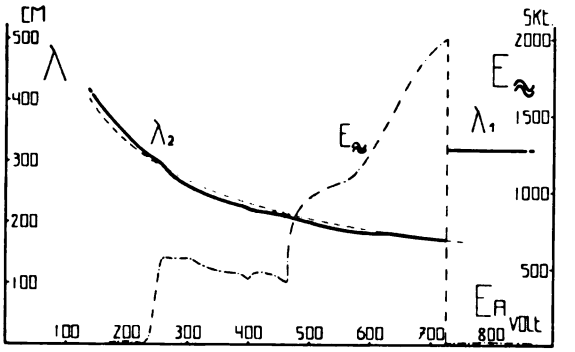


Bild 6.
$\lambda = f(E_A)$.

man bis jetzt als wesentlich für die B. K.-Schwingungen erkannt hat. Die Diskussion der experimentellen Ergebnisse bildet zugleich eine Erweiterung der allgemeinen Theorie der B. K.-Schwingungen.

a) $\lambda = f(E_A)$. Sehr typisch für die B. K.-Schwingungen ist die Abhängigkeit der Wellenlänge λ von der Anodenspannung E_A. Es gilt angenähert die Beziehung:

$$\lambda^2 \cdot E_A = K \qquad (1)$$

Alle untersuchten Fadenröhren genügten dieser Beziehung. Bild 6 zeigt die Verhältnisse für ein Spiralfadenrohr. Die dick gezogenen Kurven entsprechen den gemessenen Wellenlängen, die gestrichelte Kurve ist nach Gleichung (1) berechnet, und zum Vergleich hingesetzt. Ein Vergleich der Ergebnisse verschiedener Röhren zeigte, daß λ von den Elektrodenabständen abhängig ist, und zwar analog den B. K.-Schwingungen.

Ebenfalls erzeugten alle Fadenröhren eine „lange Welle λ_1" und eine „kurze Welle λ_2" entsprechend den seinerzeit von Scheibe[5]) gemachten Angaben. Zuweilen wurde eine noch kürzere, ebenfalls selbständige Welle λ_3 beobachtet. Das Auftreten der Wellen λ_1, λ_2 und λ_3 war an bestimmte Spannungsbereiche gebunden; die Lage dieser Bereiche war

Digitized by Google

von der Kathodenheizung abhängig und war für die einzelnen Röhrentypen verschieden.

In Bild 6 stellt die strichpunktierte Kurve die Schwingungsintensität $E \approx$ in Funktion der Anodenspannung dar. Die Aufnahme der Kurve erfolgte bei konstanter Heizung, während die Generatorbrücken B_I und B_{II} auf maximale Schwingungsintensität eingestellt wurden. (Es wird später gezeigt, daß das Generatorrohr dabei immer in der Mitte zwischen B_I und B_{II} liegen muß.)

b) Schwingungsbereiche und statische Kennlinie. F. Tank und E. Schiltknecht[6]) fanden, daß das Vorkommen der B.K.-Schwingungen auf bestimmte Gebiete der statischen Kennlinien beschränkt ist. Bei normalen Trioden beginnen die Schwingungsbereiche im oberen Knie der Kennlinie und enden innerhalb des Sättigungsgebiets;

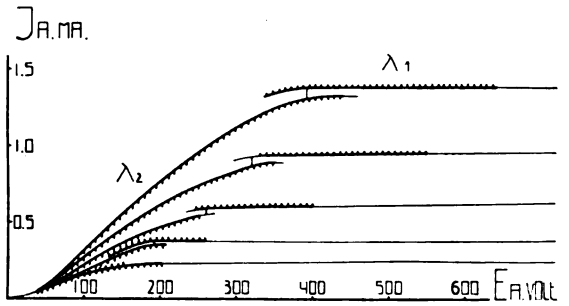


Bild 7.
Schwingungsbereiche auf den stat. Kennlinien.

niemals aber wurden Schwingungen auf dem steilen Teil der Raumladungskurve gefunden. Die Verfasser zeigten, daß eine positive Steilheit S eine Verlustkomponente erzeugt. Die Bedeutung von S erkennt man am besten in der Beziehung für die Wechsel-E. M. K. des Oszillators:

$$E = \text{konst} \times \frac{J_0}{\omega}\left(\frac{S}{J_0} - \frac{4}{\pi^2 \cdot E_A}\right)\mathfrak{e} \qquad (2)$$

wobei $\mathfrak{e}$ die Wechselspannung im Kathoden-Anodenraume bedeutet. Der Oszillator kann nur generativ wirken, wenn E negativ ist; praktisch ist dies der Fall, wenn $S \sim 0$ wird. Im Gegensatz zu den handelsüblichen Trioden erstrecken sich die Schwingungsbereiche bei allen untersuchten Fadenröhren über die ganze Raumladungskurve bis zum unteren Knie, wie die dick gezogenen Kurven in Bild 7 angeben. (Kurzfadenrohr, J_H = Parameter der Kurvenschar.)

Diese Tatsache steht bei genauer Betrachtung der Vorgänge in guter Uebereinstimmung mit der Auffassung von Tank und Schiltknecht. Die Schwingungsbereiche beginnen nämlich da, wo die Streuung der Emissionskurven beginnt, d. h. wo bereits an der Kathode eine Sättigungszone auftritt. Diese Sättigungszone liegt auf der Anodenseite der Kathode, und es wird später gezeigt, daß ausschließlich die Elektronen dieser Kathodengebiete ($S = 0$!) die schwingende Raumladung bilden. Die Elektronen, welche am übrigen Kathodenumfang starten, nehmen an der Schwingung nicht teil. Man hat also zu beachten, daß sich die Werte S und J_0, entsprechend der Herleitung der Gl. (2), nur auf die schwingungsaktiven Elektronen der Emission beziehen.

Die kleine Elektrodenkapazität der Fadenröhren sowie die ausgeprägte Kontinuität und Symmetrie des Generator-Lecher-Systems bedingt gegenüber den üblichen Triodenschaltungen eine bedeutend größere Schwingneigung. So war es z. B. leicht möglich, mit 0.05 mA. Emission meßbare Schwingungen zu erzeugen. Dies ist sehr auffallend, wenn man bedenkt, daß bei Fadenröhren nur ein geringer Bruchteil der Emission aus schwingungsaktiven Elektronen besteht.

In Bild 7 sind die Bereiche der „langen Welle" λ_1 und der „kurzen Welle" λ_2 durch Schraffur kenntlich gemacht. Interessant ist, daß bei einigen untersuchten Röhren λ_1 und λ_2 analog Bild 7 durch den Knick in der statischen Kennlinie getrennt sind. (Gilt auch für Spiralfadenrohr Bild 6.)

c) Abstimmkurven. Bekanntlich sind beim Raumladungsoszillator nach B.K. die Impedanzen der Zuleitungen nicht ohne Einfluß auf die Amplitude der Schwingung. Tank und Schiltknecht[6]) zeigten, daß die Schwingungen an eine Phasenbedingung geknüpft sind, welche sich im Anfachungsfaktor K äußert. Im folgenden soll dieser Faktor K für die Fadenröhrenschaltung des Bild 3 modifiziert werden:

Für $S = 0$ lautet die Selbsterregungsbedingung:

$$K^{*}) = -\frac{K_0}{1 + \frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_i}} \qquad (3)$$

Der äußere Widerstand $\mathfrak{R}_a$ wird für die Generatorschaltung nach Bild 3 berechnet als Parallelschaltung der Impedanzen $\mathfrak{R}_{a1}$ und $\mathfrak{R}_{a2}$ der beiden Teilstücke: Rohrmitte $\rightarrow B_1$ und Rohrmitte $\rightarrow B_2$ mit den Längen l_1 und l_2.

$$\mathfrak{R}_a = \frac{\mathfrak{R}_{a1} \cdot \mathfrak{R}_{a2}}{\mathfrak{R}_{a1} + \mathfrak{R}_{a2}} \qquad (4)$$

Bedeuten: L_1 = Induktivität pro cm; C_1 = Kapazität pro cm, so berechnet sich die Impedanz eines am Ende kurzgeschlossenen Lecher-Systems von der Länge l nach der Formel:

$$\mathfrak{R} = \mathrm{j}\sqrt{\frac{L_1}{C_1}}\,\mathrm{tg}\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right) \qquad (5)$$

Darnach werden:

$$\mathfrak{R}_{a1} = \mathrm{j}\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cdot \mathrm{tg}\left(\frac{2\pi \cdot l_1}{\lambda}\right) \qquad (6)$$

$$\mathfrak{R}_{a2} = \mathrm{j}\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cdot \mathrm{tg}\left(\frac{2\pi \cdot l_2}{\lambda}\right) \qquad (7)$$

Gleichung (6) und (7) in (4) eingesetzt, ergibt:

$$\mathfrak{R}_a = -\frac{1}{\mathrm{j}}\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cdot \frac{1}{\mathrm{cotg}\left(\frac{2\pi \cdot l_1}{\lambda}\right) + \mathrm{cotg}\left(\frac{2\pi \cdot l_2}{\lambda}\right)} \qquad (8)$$

Für die Röhrenimpedanz $\mathfrak{R}_i$ gilt:

*) In Formel (32) bei T. u. Sch. muß es heißen $\mathfrak{e}' = -\mathrm{i}\mathfrak{R}_i$ statt $\mathfrak{e}' = -\mathrm{i}\mathfrak{R}_a$. Infolgedessen lautet der Anfachungsfaktor (Formel 36)

$$K = -\frac{K_0}{1 + \frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_i}} \geqslant 1.$$

Die Schlüsse von T. u. Sch. werden dadurch nicht wesentlich beeinflußt.

Digitized by Google

$$\Re_i = \frac{1}{j\omega C_0} \tag{9}$$

C_0 ist die dynamische Kapazität des mit der schwingenden Raumladung gefüllten Elektrodenraumes und ist proportional der statischen Elektrodenkapazität (vgl. Tank und Schiltknecht[6]).

Gleichung (8) und (9) in (3) eingesetzt:

$$K = \frac{K_0}{\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cdot \frac{\omega \cdot C_0}{\operatorname{cotg}\left(\frac{2\pi \cdot l_1}{\lambda}\right) + \operatorname{cotg}\left(\frac{2\pi \cdot l_2}{\lambda}\right)} - 1} \geqslant 1 \tag{10}$$

Berücksichtigt man noch, daß für das Lecher-System gilt:

$$\lambda = \frac{2\pi \cdot v}{\omega} \tag{11}$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \tag{12}$$

so wird aus Gleichung (10, (11) und (12):

$$K = \frac{K_0}{\frac{2\pi \cdot C_0}{\lambda \cdot C_1} \cdot \frac{1}{\operatorname{cotg}\left(\frac{2\pi \cdot l_1}{\lambda}\right) + \operatorname{cotg}\left(\frac{2\pi \cdot l_2}{\lambda}\right)} - 1} \geqslant 1 \tag{13}$$

Betrachtet man K unter Berücksichtigung der Selbsterregungsbedingungen als Maß für die sich erregende Schwingungsamplitude $E\approx$, so läßt sich die Form der Amplitudenkurven $E\approx = f$ (Abstimmung l_1) nach Gleichung (13) berechnen.

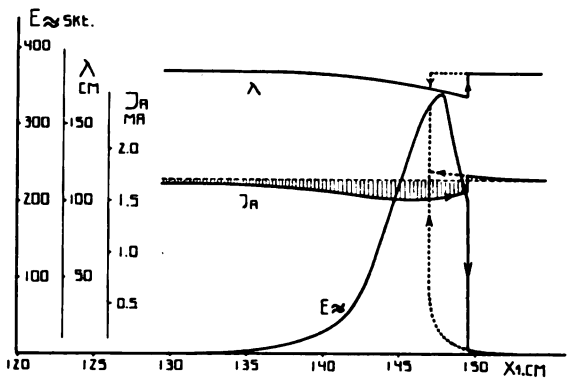


Bild 8.
Abstimmkurven.

Es ergeben sich dann theoretisch die beiden Folgerungen:

1. Die Amplitudenkurven beginnen periodisch „röhrenseitig" mit einem sprunghaften Anstieg und klingen nach Ueberschreiten des Maximums flach ab.

2. Die Raumladung schwingt nur bei induktiver Phase des Lecher-Systems.

Die Generatorschaltung der Fadenröhren gestattet in einfachster Weise diese beiden theoretischen Feststellungen zu kontrollieren, und es zeigte sich, daß alle Fadenröhren ohne Ausnahme den Folgerungen aus Gleichung (13) restlos genügten. Diese Tatsache bestätigt erneut die Aufassung, wonach der Rückkopplungsmechanismus kapazitiv ist. Bild 8 zeigt als Beispiel eine $E\approx$ Kurve am Spiralfadenrohr gemessen. (x_1 bezeichnet die Lage der Brücke B_1 in der Anordnung des Bild 3. Rohr und B_{II} blieben unverändert.)

Die bisherige Betrachtung wurde unter der Voraussetzung extrem loser Kopplung des schwingungsfähigen Lecher-Systems mit der schwingenden Raumladung durchgeführt. Es zeigt sich aber praktisch, daß die kapazitive Kopplung der beiden Schwingungssysteme nicht vollständig vernachlässigt werden darf; die Einrichtung besitzt zwei Koppelwellen und zeigt Zieherscheinungen, wie aus den Abstimmkurven des Bild 8 deutlich hervorgeht. Die Ergebnisse der Gleichung (13) bleiben prinzipiell erhalten.

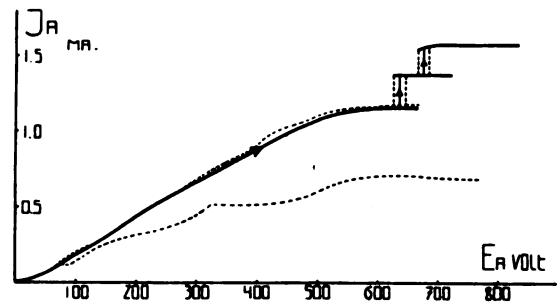


Bild 9.
Anodenströme.

Auffallend ist der große Intensitätsunterschied der beiden Koppelwellen. Eine ausreichende Erklärung dafür abgeben zu wollen, erscheint vorläufig verfrüht.

d) Gleichrichtereffekte. Interessant ist die starke Beeinflussung des Anodenstromes J_A durch die Schwingungen. Während die längere Koppelwelle stets eine kleine Zunahme von J_A bewirkt, hat die kürzere Koppelwelle eine starke Verminderung des Anodenstromes zur Folge. Einige seltene Ausnahmen dieser Regel können bei sehr schwachen Schwingungen auftreten. Einen typischen Verlauf von J_A zeigt Bild 8. In Bild 9 sind neben der statischen Kennlinie eines Spiralfadenrohres als gestrichelte Kurven die Grenzen von J_A aufgetragen, innerhalb deren J_A durch die Oszillationen verändert werden kann. Für die Größe dieser Gleichrichtereffekte ist vor allem die Phase der schwingenden Raumladung gegen die Elektrodenwechselspannung maßgebend; andererseits treten an der inneren Glaswand Gleichrichtereffekte auf, welche das Glaspotential und somit J_A beeinflussen. Im allgemeinen sind die Gleichrichtereffekte bei nicht stationären Raumladungsverhältnissen sehr komplizierter Natur. (Vgl. J. Müller und F. Tank[7].)

e) $\lambda = f(J_H)$. Bild 10 zeigt die Abhängigkeit der Wellenlänge (λ_1=„lange Welle"; λ_2=„kurze Welle") vom Heizstrom J_H, gemessen an einem Spiralfadenrohr. E_A ist Parameter der Kurvenschar. Ein Vergleich der λ-Kurven mit der entsprechenden J_A—J_H Kurvenschar ergab die einfache Regel: Im „Raumladungsteil" der Emissionskurve ist λ praktisch unabhängig vom Heizstrom. Im Sättigungsteil der Emissionskurve wird λ mit zunehmendem Heizstrom verkleinert.

Digitized by Google

Die in Bild 10 aufgetragenen λ-Kurven entsprechen der intensiven, kürzeren Koppelwelle. Es zeigt sich nun, daß für $E_A = 800$ Volt und $J_H = 0{,}72$ Amp. die Koppelwellen von λ_1 bereits um mehr als 30 % auseinanderliegen; im Raumladeteil der Emissionskurve

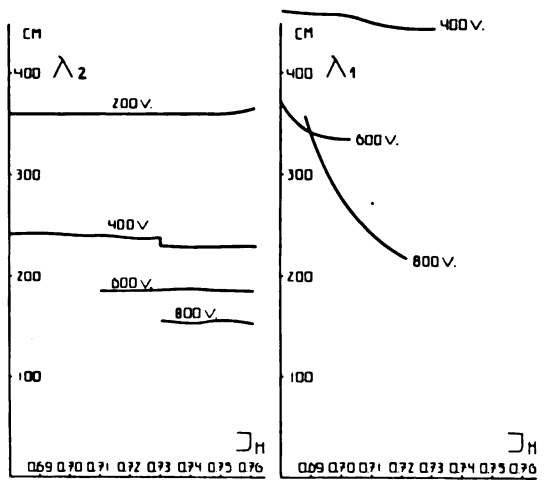


Bild 10.
$\lambda = f(J_H)$.

beträgt der Koppelwellenunterschied nur 5—10 %, d. h.:

Die starke Unabhängigkeit der Wellenlänge λ vom Heizstrom im Sättigungsgebiet ist z. T. dadurch bedingt, daß sich die Größe der schwingenden Raumladung im Sättigungsgebiet mit J_H ändert, d. h.: Die durch die Raumladungen vermittelte Kopplung (entsprechend ΔQ bei Tank und Schiltknecht § 6; S. 130, und Formel 46, S. 131) und damit der Koppelwellenunterschied vergrößern sich im Sättigungsgebiet mit zunehmendem J_H.

V. Rohrlage auf dem Generator-Lecher-System.

Es soll die Frage untersucht werden: Wie verhalten sich die Schwingungsintensitäten $E' \approx$ und $E'' \approx$ der beiden Koppelwellen λ' und λ'' in Abhängigkeit von der Rohrlage auf dem Generator-Lecher-System entsprechend Bild 3? Das Ergebnis einer solchen Untersuchung an einem Spiralfadenrohr zeigt Bild 11. Die Abweichung der Rohrlage von der Mitte zwischen den auf Schwingungsmaximum abgestimmten Brücken B_I und B_{II} ist mit a bezeichnet. Die Schwingungsintensität $E \approx$ des Generators wurde, da es sich um vergleichende Messungen handelte, mit der Indikatorabstimmbrücke nach Bild 5 gemessen.

$E'' \approx = f(a)$. Die $E'' \approx$ Kurve in Bild 11 gilt für die kürzere Koppelwelle λ''; sie zeigt:

Das Lecher-System schwingt maximal, wenn die schwingende Raumladung im Spannungsbauch angekoppelt ist. Das Ergebnis ist technisch wichtig und beweist eindeutig, daß schwingende Raumladung und Lecher-System kapazitiv gekoppelt sind.

Nachdem dies festgestellt ist, ist es leicht, die $E \approx$-Kurvenform prinzipiell zu deuten:

Auf dem abgestimmten Lecher-System liegt eine stehende elektrische Welle; die Amplitude des Spannungsbauches ($a = 0$) sei E_0; die Spannung im Abstande a sei E_a. Da die Rückkopplung der Lecher-Systemschwingung auf die schwingende Raumladung kapazitiv ist, kann als Rückkopplungsfaktor definiert werden:

$$K_R = \frac{E_a}{E_0} = \cos \frac{2\pi \cdot a}{\lambda} \qquad (14)$$

Die Konstruktion der Funktion $E \approx = f(a)$ hat dann prinzipiell an Hand des Schwingliniendiagramms zu erfolgen. (Die Verhältnisse liegen hier analog wie beim klassischen Röhrengenerator, wo man den Verlauf der Schwingungsintensität $E \approx$ in Funktion der Rückkopplung mit Hilfe der Möllerschen Schwinglinien diskutiert.) Bei ganz loser Rückkopplung, d. h. $a \sim \frac{\lambda}{4}$ schwingt der Oszillator nicht. Mit zunehmender Rückkopplung vergrößert sich $E \approx$ immer mehr und erreicht angenähert für $a = 0$ das Maximum. Dabei kann der Verlauf der $E \approx$ Kurve kontinuierlich sein oder es können Unstetigkeiten und Zieherscheinungen auftreten, analog wie beim klassischen Röhrengenerator. (Vgl. gestrichelte $E \approx$-Kurve in Bild 11.)

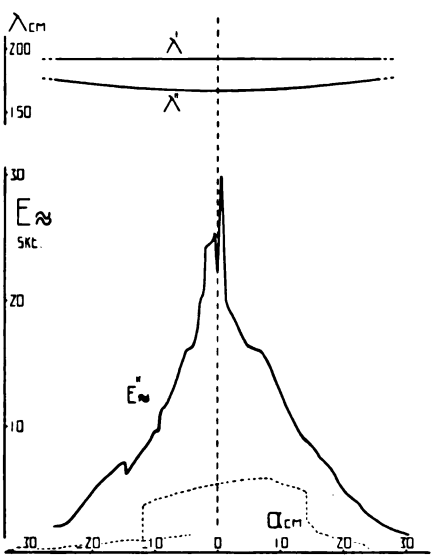


Bild 11.
Rohrlage.

λ'; $\lambda'' = f(a)$. Bild 11 zeigt feiner die Abhängigkeit der Koppelwellen λ' und λ'' von der Rohrlage; experimentell wird festgestellt:

Die längere, schwache Koppelwelle λ' ist unabhängig von der Rohrlage; die kürzere, kräftige Koppelwelle λ'' variiert mit der Rohrlage, für $a = 0$ ist λ'' minimal.

Es zeigte sich, daß eine strenge Deutung dieses Verhaltens noch verfrüht wäre, da die benötigten experimentellen Grundlagen noch unzureichend sind. Bei Betrachtung der Funktionen λ'; $E' \approx = f(a)$ ($E' \approx$ in Bild 11 nicht eingetragen, weil zu schwach) und λ''; $E'' \approx = f(a)$ wäre es allerdings naheliegend, einen Einfluß der Schwingungsintensität auf die Wellenlänge zu postulieren. Dagegen sprechen aber ganz allgemein die Ergebnisse sämtlicher Abstimmkurven. Der

Digitized by Google

Verfasser neigt vielmehr zur Ansicht, daß hier ein Kopplungseffekt vorliegt.

VI. Die Schwingungsformen der Raumladungen.

Elektronenbahnen.

Für das Verständnis der Elektronenschwingungen in Fadenröhren wird es notwendig, einige grundlegende Betrachtungen über die Elektronenbahnen vorauszuschicken. Dabei gehen wir aus vom elektrostatischen Feld, wovon Bild 12 eine Skizze zeigt. Man

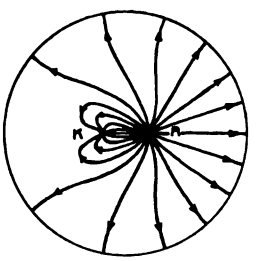


Bild 12.
Elektrostatistisches Feld.

erkennt leicht, daß das bekannte E-Linienbild einer Doppelleitung durch die Gegenwart der Glaselektrode wesentlich verändert wird dadurch, daß ein großer Teil der Feldstärkelinien auf dem Glaszylinder endigt. Emittiert die Elektrode *K* Elektronen, so entsteht eine Raumladung, welche das Feldbild wieder etwas ändert. Die Form des elektrischen Feldes bestimmt die Elektronenbahnen.

Vernachlässigt man bei genügender Elektrodenlänge die Einflüsse mechanischer und elektrischer Ungleichförmigkeiten, so kann man folgende Sätze über die Bahnkurven aufstellen:

1. Die Bahnkurven liegen in Ebenen senkrecht zu Kathode und Anode.

2. Die Kurven sind bestimmt durch den Anfangspunkt. Dieser Punkt auf dem Kathodenzylinderumfang ist somit einziger Parameter der Bahnkurvenschar.

3. Aus Symmetriegründen gibt es zwei Gruppen gleicher Bahnkurven, die Ebene durch Kathode und Anode ist Symmetrieebene.

4. Es gibt direkt von Kathode zu Anode laufende Elektronen und rückläufige, d. h. pendelnde Elektronen. (Nach allem, was von Trioden her bekannt ist, muß man annehmen, daß die Anode in unserer Anordnung einen sehr schlechten Elektronenkollektor darstellt; fast die gesamte Raumladung besteht aus pendelnden Elektronen.)

5. Die Bahnkurven der pendelnden Elektronen sollen unterschieden werden in periodische und nichtperiodische. Eine periodische Bahnkurve ist notwendigerweise geschlossen. (Eine periodische, geschlossene Bahnkurve entsteht also, wenn ein Elektron während einiger Zeit mehrmals dieselbe Bahnkurve durchläuft.) Bild 13 zeigt offene, nichtperiodische Bahnen eines symmetrischen Elektronenpaares. Bild 14 zeigt einen einfachen Fall periodischer Bahnen eines symmetrischen Elektronenpaares.

6. Tankscher Satz[8]): Vernachlässigt man die Feldänderung durch die Raumladungsänderung, so sind die Bahnkurven der Elektronen unabhängig von der Elektronenspannung und die Laufzeiten verhalten sich umgekehrt wie die Wurzel aus der Anodenspannung.

Allgemeine Bedingungen und Form der Raumladungsschwingungen.

Alle bis heute bekannt gewordenen Untersuchungen zeigen übereinstimmend folgendes:

Elektronenraumladungen, welche ausschließlich direkt von Kathode zu Anode laufende Elektronen enthalten, zeigten im Hochvakuum niemals selbständige Schwingungen. Diese Tatsache bestätigt das negative Ergebnis mehrer Untersuchungen des Verfassers an Dioden, welche einen zum Glühfaden koaxialen Anodenzylinder enthielten. (Philips DA08/10 zeigte z. B. bei 150 mA Emission keine Schwingungen.)

Das Auftreten von Elektronenraumladungsschwingungen ist an das Vorhandensein pendelnder Elektronen gebunden. Dabei entsteht ein sog. „Elektronentanz", an dem nur diejenigen Elektronen der Raumladung teilnehmen, welche synchron konphas mitschwingen; ist die Umlaufsfrequenz des Elektrons von der Tanzfrequenz verschieden, so wird es aus dem Tritt fallen, auch wenn es in richtiger Phase an der Kathode startet. Dieser Gedanke liegt auch der alten Anschauung zugrunde, wonach B. K.-Schwingungen nur in parallel ebenen oder konzentrischen Elektrodenanordnungen vorkommen sollen. Vergegenwärtigt man sich nun einmal die bunte Elektronenbahnkurvenschar, wie sie in Fadenröhren besteht, und die Tatsache, daß mit diesen Röhren trotzdem B. K.-Schwingungen erzeugt

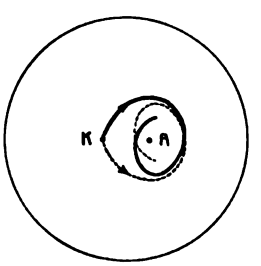


Bild 13.
Offene Elektronenbahnen.

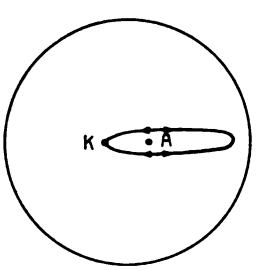


Bild 14.
Geschlossene periodische Elektronenbahnen.

werden können, so erscheint es möglich, einige ganz allgemeine Bedingungen dafür aufzustellen, ob ein Elektron aktiv an der Schwingung teilnehmen kann oder ob es passiv bleibt und für die Schwingung wertlos ist.

Denkt man sich eine Ebene senkrecht zur Kathode gelegt, so erkennt man sofort, daß sie gleichartige Bahnkurven nur paarweise enthält, diese Kurven entsprechen Elektronen, welche symmetrisch zur Kathoden-Anodenebene am Kathodenumfang starten. Alle Bahnkurven aller Paare sind voneinander verschieden, es kann somit pro Kathodenumfang, genau genommen, nur ein Elektronenpaar existieren, welches die B. K.-Schwingungen erzeugt; die Elektronen dieser ausgezeichneten aktiven Paare starten auf dem Kathodenzylinder längs zwei zur Kathoden-Anodenebene symmetrisch gelegenen Geraden. Damit nun aber diese ausgezeichneten Elektronen den Elektronentanz

Digitized by Google

mitmachen können, ist es erforderlich, daß sie einige gleichartige Pendelungen ausführen können, ohne aus dem Tritt zu fallen, d. h. die Bahnkurve muß periodisch verlaufen. Welche Bahnkurven erfüllen nun praktisch diese Forderung? Die allgemeine strenge Lösung des Problems ist schwierig, dagegen zeigt die Betrachtung von Bild 12, daß periodische Bahnkurven als geschlossene Bahnen aus Symmetriegründen möglich sind. Bild 13 zeigt ein Beispiel offener Bahnkurven; Bild 14 zeigt ein Beispiel geschlossener periodischer Bahnkurven eines Elektronenpaares. Zusammenfassend ergibt die Betrachtung folgendes:

Raumladungsschwingungen nach B.K. entstehen nur dann, wenn periodische, geschlossene Elektronenbahnen vorliegen.

Es bestehen zwei Gruppen aktiver Elektronen, welche in entgegengesetzter Richtung um die Anode laufen; die entsprechenden Raumladungswellen haben ebenfalls zweierlei Umlaufsinn (vgl. Bild 17); auf den geschlossenen Bahnen bilden sich stehende Raumladungswellen. Die „stehenden Raumladungswellen" bilden auch ein Element der Theorie von Tank und Schiltknecht.[6])

a) Es ist nun leicht zu verstehen, warum trotz der mannigfaltigen, komplizierten Bahnkurven, welche in einem Fadenrohr vorherrschen, die Wellenlänge die Funktion

$$\lambda^2 \cdot E_A = K \qquad (15)$$

so gut wiedergibt. Nach F. Tank[8]) bleiben bei proportionaler Aenderung des elektrischen Feldes die Bahnkurven erhalten, somit auch in erster Näherung die Bahn der aktiv schwingenden Elektronen; die Geschwindigkeit ändert sich mit der halben Potenz von der durchlaufenen Spannung E.

$$v_m = k\sqrt{E} = \frac{\Delta S}{\Delta t} \sim \frac{1}{\lambda} \qquad (16)$$

Ein Vergleich der gemessenen λ („lange Welle") mit der bekannten Beziehung

$$\lambda = \frac{2000}{\sqrt{E_g}} \cdot \frac{r_2 \cdot E_g - r_1 \cdot E_A}{E_g - E_A}\,^{5)}\ \text{cm} \qquad (17)$$

zeigt, daß für kleinere E_g mit großer Genauigkeit für den „Anodenabstand" r_2 die Distanz Kathode-Glasbegrenzung in der Anodenrichtung gesetzt werden muß, d. h.: die aktiv schwingenden Elektronen pendeln angenähert in der Kathoden-Anodenebene, die Bahnkurven sind demgemäß sehr flache Ovale. Für größere E_A würden die aus der Formel (17) resultierenden Werte für r_2 allmählich zu groß, d. h. die ausgezeichneten Bahnkurvenovale werden dicker, vielleicht wie in Bild 14 dargestellt. Bekanntlich zeigt Bild 7, daß die Schwingungsbereiche dann beginnen, wenn an der Kathode bereits die ersten Sättigungszonen auftreten. Aus dem $\mathfrak{E}$-Linienbild nach Bild 12 wird offenbar, daß diese Sättigungszonen auf der Anodenseite der Kathode liegen, also eben da, wo die schwingungsaktiven Elektronen starten. Mit zunehmendem E_A werden diese Sättigungsgebiete auf der Kathode breiter, ebenfalls die Bahnkurvenovale der aktiven Elektronen; die Schwingungsleistung nimmt zu. Alle diese Tatsachen stehen in bester Uebereinstimmung zur Auffassung von Tank und Schiltknecht,[6]) wonach B.K.-Schwingungen an „Sättigungselektronen" gebunden sind.

b) Legt man an das Fadenrohr ein koaxiales Magnetfeld $\mathfrak{H}$, so werden die Umlaufszeiten der Elektronen je nach ihrem Umlaufsinn vergrößert oder verkleinert; die Bahnkurven werden entsprechend verlagert. Das Ergebnis einer solchen Untersuchung zeigt Bild 15. Für $\mathfrak{H} = 0$ war $\lambda_2 = 167$ cm; $E \approx$ betrug 360 Skt. Für $\mathfrak{H} = 1$ Gauß war die Schwingungsintensität von λ_2 bereits auf 10 % gesunken, d. h. die Umlaufszeiten der beiden entgegenlaufenden aktiven Elektronengruppen werden allmählich verschieden. Verstärkt man $\mathfrak{H}$ noch ein wenig, so spaltet sich die Frequenz plötzlich auf in die Einzelfrequenzen der links- und rechtsläufigen schwingungsaktiven Elektronen.

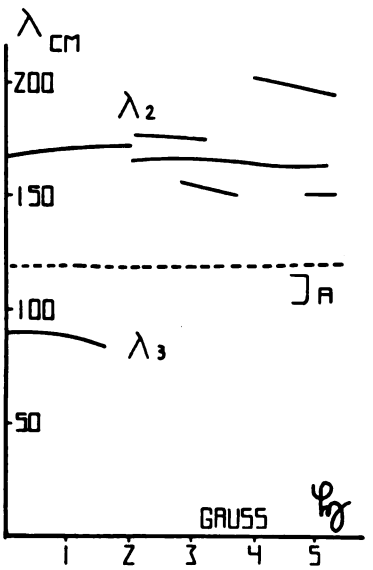


Bild 15.

Verstärkt man das Magnetfeld noch mehr, so verlagern sich die Bahnen so stark, daß die zugehörigen Elektronen nicht mehr aktiv bleiben; dafür treten wieder neue geschlossene periodische, d. h. aktive Bahnen in Erscheinung. Das Frequenzbild wird allmählich sehr bunt und unübersichtlich. Nach einer raschen Aenderung des Magnetfeldes beobachtet man, daß der Anodenstrom plötzlich für längere Zeit verschwindet, d. h. je nach dem Umlaufsinn der Elektronen wird ihnen Energie zugeführt oder weggenommen. Die eine Gruppe Elektronen ist dann imstande, die Glaswand sehr stark negativ aufzuladen. Da die Energievermehrung des Elektrons von der Anzahl Umläufe abhängt, die es während der Veränderung von $\mathfrak{H}$ ausführt, bis es die Anode trifft, so müßte es im Prinzip möglich sein, bei einer zylindrischen Anordnung mit bekannten Bahnkurven die mittleren Umlaufszahlen zu messen. Die Energievermehrung wird durch die Anlaufspannung gegenüber einem negativen Anodenzylinder gemessen.

Anmerkung: In Fig. 15 entspricht der Feldstärke 2,5 Gauss eine Aufspaltung der Welle $\lambda_2 = 172$ cm von $\triangle\lambda_2 = \pm 4{,}5$ cm. Führt man die erwähnten Werte für $\mathfrak{H}$ und λ_2 in die klassische Formel für die Zeemannaufspaltung ein, so gelangt man zu einer ähnlichen Größenordnung für $\triangle\lambda_2$:

$$\triangle\lambda_2 = \pm\left(\frac{e}{m}\right)\frac{\mathfrak{H}}{4\pi \cdot c}\cdot\lambda_2^2 = \pm 1{,}77 \cdot 10^7 \cdot \frac{2{,}5}{4\pi \cdot 3 \cdot 10^{10}}(172)^2 = \pm 3{,}5\,\text{cm}$$

Digitized by Google

c) Geht man vom Grundsatz aus, wonach B. K.-Schwingungen an periodisch geschlossene Elektronenbahnen gebunden sind, so muß es möglich sein, in stark verzerrten Feldern viele schwingungsmögliche Bahnen zu erhalten. Ein solches Experiment, dessen Ergebnis Bild 16 darstellt, wurde mit einem Dreifadenrohr ausgeführt. Ein außenliegender Draht war

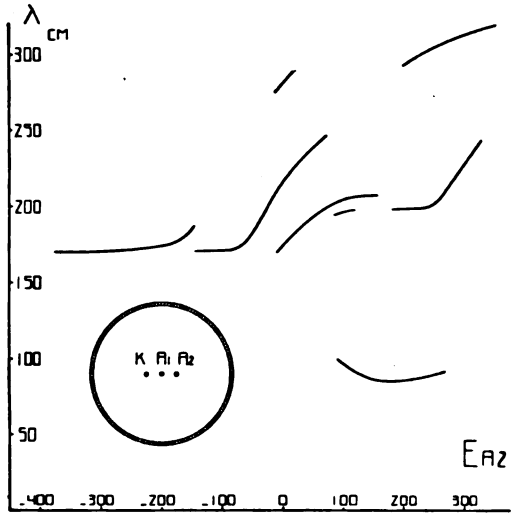


Bild 16.

Kathode K (Bild 16), der mittlere Draht Anode mit E_{A1} = Konst. = 300 Volt. E_{A2} wurde variiert von −400 bis + 300 Volt. Für $E_{A1} = E_{A2} = +300$ Volt betrug die lange Welle $\lambda = 314$ cm; nach Formel (20) erhält man für r_2:

$$r_2 = \frac{\lambda \cdot \sqrt{E_q}}{2000} = \frac{314 \cdot \sqrt{300}}{2000} = 2{,}7 \text{ cm} \qquad (18)$$

Dieser Wert stimmt genau mit der Distanz $K \rightarrow$ Glasbegrenzung in Richtung Anode überein. Die schwingungsaktiven Elektronen pendeln also in der Elektrodenebene. Verkleinert man nun E_{A2}, so werden die aktiven Elektronenbahnen aus dieser Ebene abgedrängt, die Wellen werden kürzer; gleichzeitig vermehren sich die möglichen Frequenzen durch die zunehmende Feldverzerrung.

Diskussion der Frequenzen.

In diesem Abschnitt erfolgt eine Zusammenstellung und Diskussion aller Frequenzen, welche bei Raumladungsschwingungen nach B. K. auftreten können:

Für alle Einzelfrequenzen gilt:

Es sind so viele verschiedene Grundfrequenzen λ_1 (sog. „lange Welle") möglich, als das Rohr verschiedene periodische, geschlossene Bahntypen enthält. (Da jede Bahnschleife zwei entgegengesetzt umlaufende Raumladungswellen enthält, sind die „Bahntypenfrequenzen" stehende Raumladungsschwingungen; vgl. Bild 17). Bild 18 zeigt u. a. eine Skizze einer Grundschwingung.

Das Elektronengas periodisch geschlossener Bahnschleifen kann sich in selbständigen Oberwellen erregen. Das Spektrum dieser Eigenwellen ist im allgemeinen nicht harmonisch. Bild 18 zeigt u. a. Skizzen der Oberwellen λ_2 (sog. „Kurze Welle") und λ_3.

Da die Raumladungsschwingungen nicht sinusförmig sind, zeigen die Eigenwellen $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \ldots \lambda n$ Harmonische, welche entsprechend der Schaltung mehr oder weniger in Erscheinung treten.

Die Generatorschaltung ist ein System mit zwei Koppelwellen; alle Eigenwellen und deren Harmonische werden „aufgespalten" in eine längere und eine kürzere Koppelwelle.

Raumladungsschwingungen können negative Widerstände und somit sekundäre niedrigere Frequenzen erzeugen (vgl. Kp. IX).

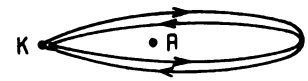


Bild 17.

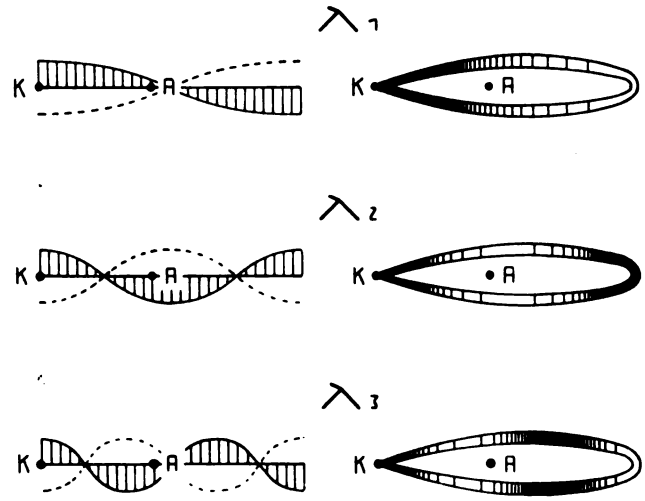


Bild 18.

VII. Aktiv und passiv schwingende Raumladungsgebiete.

Nachdem im vorigen Kapitel gezeigt wurde, daß nur Elektronen mit periodischen, geschlossenen Bahntypen B. K.-Schwingungen erzeugen können, wollen wir jetzt die gesamte Raumladung, welche sich über die ganze Kathodenlänge erstreckt, prinzipiell in zwei Elektronengruppen aufteilen, in eine schwingungsfähige und eine nicht schwingungsfähige. Für die letztere Elektronengruppe werden wir uns nicht weiter interessieren, es genügt die Tatsache, daß diese Elektronen ihrer Anzahl entsprechend eine ohmsche Verlustkomponente erzeugen.

Eine Reihe experimenteller Ergebnisse technischer Elektronenröhren zeigt nun, daß infolge mechanischer und elektrischer Ungleichförmigkeiten die schwingungsfähigen Elektronen nach ihren Umlaufsfrequenzen $V_0 V_1 V_2 . V_n$ nochmals in Untergruppen sortiert werden müssen, d. h.: Es existieren im Schwingungszustand des Rohres aktiv schwingende und passive, schwingungsfähige Elektronen. Die einzelnen Elektronengruppen mit den Frequenzen $V_0 \div V_n$ sind im allgemeinen auf bestimmte Kathodenzonen lokalisiert und können sich selbständig erregen. Sie stellen ein System von n auf dem Wege über die Elektroden gekoppelter Generatoren dar. Kleine Unterschiede einzelner Eigenfrequenzen bedingen Mitnahmeeffekte und Zieherscheinungen. Gewöhn-

Digitized by Google

lich oszilliert nur eine Gruppe infolge der bestimmten Einstellung der äußeren Schwingungskreise, dagegen wurden auch mehrmals verschiedene Frequenzen gleichzeitig nachgewiesen. Die Schwingungsintensität einer bestimmten Frequenz ist um so größer, je mehr Elektronen gleichfrequent sind.

Die allgemeine Bedeutung dieser Betrachtungen zeigt die folgende Diskussion einiger experimenteller Ergebnisse:

Zylindrische Trioden, z. B. Philips E, schwingen besser als kastenförmige Elektrodenanordnungen, z. B. Telefunken RE 70, eben weil die ersteren mehr gleichfrequente Elektronen besitzen als die letzteren.

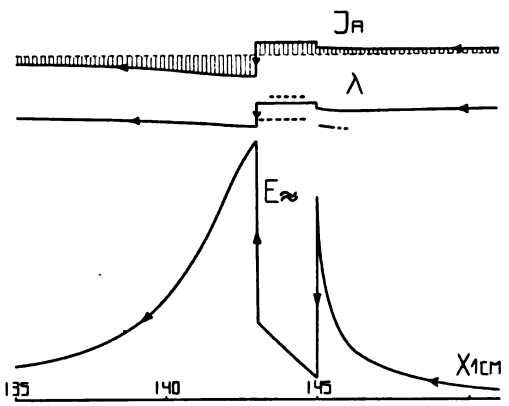


Bild 19.

J_A, λ und $E\approx$ verlaufen anfänglich normal — bereits macht sich die andere Koppelwelle bemerkbar — plötzlich, mit zunehmender Verlängerung des Generator-Lechersystems wird eine neue Elektronen-

Die Tatsache, daß es möglich ist, steglose Gitter durch pendelnde Elektronen in der Eigenwelle zu erregen, besagt (vgl. z. B. H. E. Hollmann[9]), daß die Elektronen an den beiden Kathodenhälften um 180° phasenverschoben oszillieren, was im besten Einklang mit der Lokalsierungstheorie steht.

Die Veränderung der äußeren Abstimmung bewirkt eine Verlagerung der Schwingungszonen an der Kathode — neue schwingungsfähige Elektronengruppen werden aktiv. Der Uebergang kann stetig oder sprungweise erfolgen. Ein interessantes Beispiel dazu zeigt Bild 19. Die linke Generatorbrücke $B_I(X_1)$ wurde langsam nach links verschoben.

gruppe mit größerer Eigenwelle aktiv. Der Uebergang erfolgt sprunghaft; der weitere Verlauf der Abstimmkurve ist normal.

Beim Versuch, am Langfadenrohr die Schwingungsintensität $E\approx$ in Funktion der Rohrlage a aufzunehmen, ergab sich die Kurve von Bild 20. (a bedeutet den Abstand des Rohres von der Mitte der Brücken B_I und B_{II}; die Brücken wurden immer auf Schwingungsmaximum einreguliert.)

Die Aufnahme der Kurve war äußerst mühsam und langwierig; die Zacken, welche einer unstetigen Vergrößerung der Schwingungsintensität entsprechen, traten gewöhnlich erst nach längerem Hin- und Herschieben der Brücken plötzlich auf und waren ziemlich labil. Das Umspringen der Intensität $E\approx$ konnte auch selbständig ohne Veränderung der Abstimmung geschehen — einem vorangehenden Pendeln der Schwingungsintensität folgte plötzlich nach einigen Sekunden die definitive Amplitude $E\approx$. Jede unstetige Intensitätsänderung war von einer kleinen Aenderung von λ begleitet. Die großen Intensitätsunterschiede erklären sich durch das Zusammenschwingen einzelner oder mehrerer gleichfrequenten Elektronengruppen. Bedenkt man ferner, daß mit der Rohrlage a die Wellenlänge entsprechend Kap. V ändert und daß beim Langfadenrohr das Raumladungsgebiet durch die Elektrodenabstützungen in drei Teile aufgeteilt ist, so sind die Erscheinungen nach Bild 20 leicht verständlich.

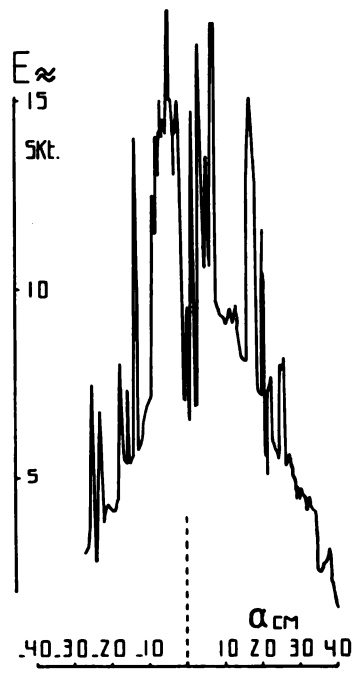


Bild 20.

Ebenso verstehen wir jetzt die merkwürdigen Intensitäts- und Wellenlängenschwankungen innerhalb der Schwingungsbereiche. (Vgl. $E\approx$ Kurve in Bild 6.)

Heizpolungseffekt.

Kommutiert man bei Parallelfadenröhren die Heizspannung, so ändert sich die Wellenlänge λ und die Schwingungsintensität $E\approx$*). (E_A = konst. immer gemessen zwischen negativem Kathodenende und Anode). λ ändert sich um zirka $5 \div 10\%$, während Aenderungen von $E\approx$ um das 50fache beobachtet wurden. Dieser Effekt tritt bei Parallelfadenröhren besonders stark in Erscheinung, während gewöhnliche Trioden nur eine geringe Abhängigkeit von der Heizpolung zeigen. Es gibt nun ein entscheidendes Experiment, welches sofort diese eigenartige Heizpolungserscheinung aufklärt: Man entfernt das Rohr aus dem Generatorsystem und lötet es wieder so ein, daß die Kathodenausführungen nunmehr vertauscht sind und ebenso die Anodenausführungen, d. h. man kommutiert das Rohr mechanisch im Lechersystem. Jetzt beobachtet man, daß sich der Heizpolungseffekt vertrauscht hat. Somit hat der Heizpolungseffekt nichts mit dem äußern System zu tun, sondern er ist eine im Rohr lokalisierte physikalische

*) Der Heizpolungseffekt wird ebenfalls im Brit. Pat. 258989 erwähnt.

Digitized by Google

Erscheinung. Wenn aber die rechte Rohrhälfte mit der linken nicht gleichwertig ist, so kann die Ursache dafür nur eine mechanische Ungleichförmigkeit sein. Der Heizpolungseffekt entsteht durch das Zusammenwirken der mechanischen und elektrischen Ungleichförmigkeiten (Heizspannungsabfall, Magnetfelder usw.); je nachdem sich diese in ihrer Wirkung kompensieren oder verstärken, entstehen mehr oder weniger gleichfrequente Elektronenbahnen.

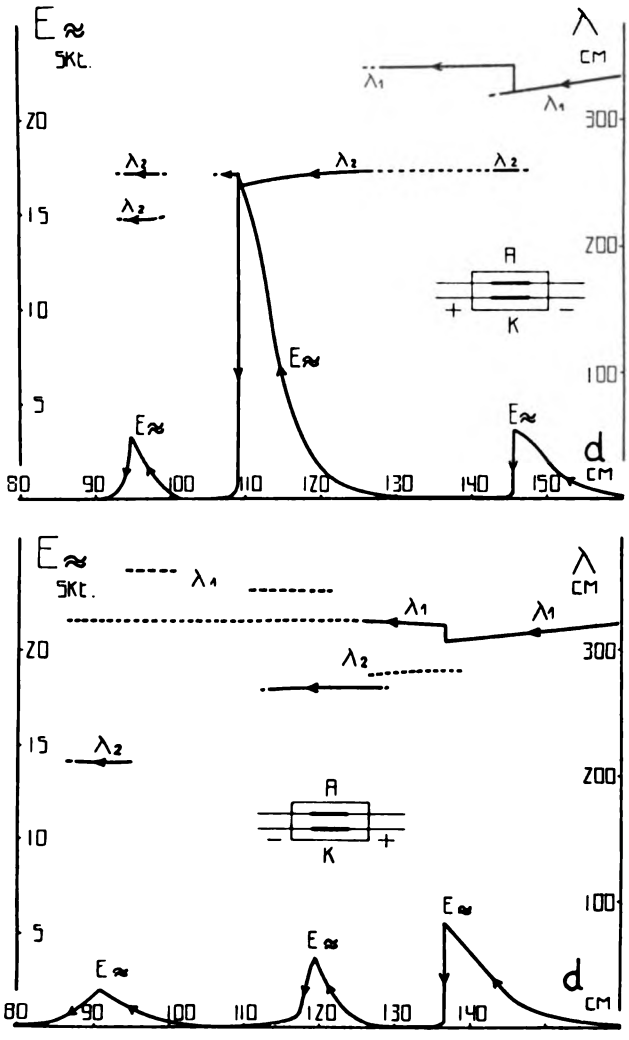


Bild 21.
Heizpolungseffekt.

Die beiden Diagramme des Bildes 21 zeigen die Abstimmkurven für die beiden Heizpolungen, gemessen am Langfadenrohr. (d = Brückenabstand, Rohr in der Mitte der Brücken, E_A = 400 Volt, E_H = 10 Volt.)

Man erkennt deutlich die Aenderung der Wellenlängen sowie der Schwingungsintensitäten, verursacht durch das Umpolen der Heizspannung. Aus den Diagrammen des Bildes 21 geht auch hervor, daß dieselbe Heizpolung nicht zugleich für beide Wellen λ_1 und λ_2 günstig zu sein braucht. Für die kurze Welle λ_2 zeigt sich die eine Heizpolung als sehr ungünstig; an Stelle einer einzigen kräftigen Welle treten mehrere schwache Wellen auf entsprechend den Eigenfrequenzen in den nun stark verschiedenen Raumladungsgebieten.

Die Elektroden der untersuchten Parallelfadenröhren bestanden aus Glühdrähten, es war somit möglich, auch in den Anoden Spannungsabfälle zu erzeugen. Durch geeignete gegenseitige Polung der Kathoden- und Anodenspannungsabfälle war es gelegentlich möglich, eine Erhöhung der Schwingungsintensität zu erhalten, wie die folgende Tabelle zeigt. Sie wurden am Spiralfadenrohr aufgenommen; die $E\approx$ Werte sind relativ zum Gruppenmittelwert für E_A = konst. aufgetragen; E_A gemessen zwischen den negativen Elektrodenenden. (Heizspannung zirka 20 Volt. Spannungsabfall in der Anode 0 oder zirka 16 Volt.)

E_A Volt	$E\approx$					
	$-A+$ $-K+$	$-A+$ $+K-$	$+A-$ $+K-$	$+A-$ $-K+$	A $-K+$	A $+K-$
200	0,28	0,99	0,14	0,07	3,75	0,89
300	1,07	1,10	0,37	1,40	1,41	0,64
400	1,14	0,98	0,76	1,31	1,30	0,53
500	1,16	0,94	0,85	1,30	1,16	0,59
600	0,99	1,02	0,96	1,45	0,92	0,65
700	1.05	1,15	1,04	1,08	0,85	0,87
800	1,43	1,37	1,16	1,15	0,58	1,04

Die Ergebnisse der Kapitel VI und VII sind von besonderer Bedeutung für die technische Konstruktion der Oszillatorröhren; sie sollen so beschaffen sein, daß sie möglichst viele gleichfrequente Elektronen mit periodischen geschlossenen Bahnkurven enthalten. Die in diesem Kapitel besprochenen Erscheinungen lassen sich auch an handelsüblichen Glühlampen zeigen. Es ist nämlich möglich, mit nicht gasgefüllten Glühlampen Raumladungsschwingungen, d. h. kurze Wellen von zirka 2—5 m Länge zu erzeugen. Hierzu werden die Lampen entsockelt und die Stromzuführungen mit einem abstimmbaren Lechersystem verbunden. Als Betriebsspannung wird Gleichspannung von der Größenordnung der Nennspannung verwendet. Die Schwingungen sind leicht erregbar, aber außerordentlich schwach.

Schwingungsfähig waren z. B.: „Osram" (Zickzackfaden) 50 K. 115 V. 5·904; „Philips" (Zickzackfaden) (110—115—50 = X_1).

VIII. Konphas-konzentrische- und Gegentakt-Raumladungsschwingungen.

Kap. VII zeigte, daß beliebige Gruppen gleichfrequenter Elektronen derselben Kathode sich selbständig erregen können. Diese Erkenntnis wird jetzt benützt zur Erzeugung einiger besonderer Schwingungstypen.

Konphas-konzentrische Schwingungen.

Schaltet man ein Dreifadenrohr nach Bild 22, so kann das System nur oszillieren, wenn die Raumladungen der beiden Anodenräume gegen die Kathode konphas konzentrisch oszillieren. Tatsächlich schwingt das Rohr in dieser Schaltung sehr gut. Für E_A = 300 Volt wurde λ = 254 cm gemessen. Die Abstimmkurven waren ziemlich unstabil, ähnlich denjenigen des Langfadenrohres. — Diese Schaltung

Digitized by Google

kann als Uebergang zu den Verhältnissen der klassischen Triodenschaltung aufgefaßt werden. (Vgl. Bild 24 a.)

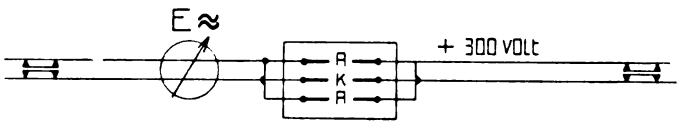


Bild 22.

Im Gegentakt schwingende Raumladungen.

Grechowa, Pierret u. a. erregten Gitterwendeln in der Eigenwelle durch pendelnde Elektronen; die beiden Raumladungshälften der beiden Kathodenhälften oszillieren demnach um 180° verschoben. Gelingt es aber, auf demselben Kathodenpunkt zwei Elektronengruppen um 180° verschoben oszillieren zu lassen, so liegt der allgemeinste Fall solcher Raumladungsgegentaktschwingungen vor. Die Anordnung nach Bild 23 ist so getroffen, daß die beiden Anoden nur 180° phasenverschoben oszillieren können.

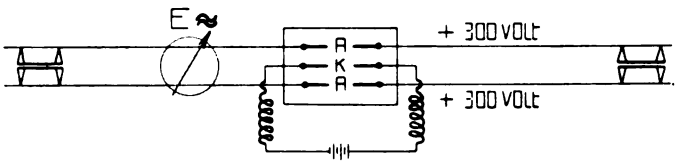


Bild 23.

Bild 24.

Die Anordnung schwingt vorzüglich. (Gleiche Intensität wie mit Schaltung Bild 22.) Die Raumladungswellen schwingen jetzt wie in Bild 24 b dargestellt; für $E_A = 300$ Volt wurde $\lambda = 294{,}6$ cm gemessen. Es wird empirisch festgestellt: Bei Gegentaktschwingungen der Raumladungen ist λ größer als bei konphas konzentrischen Schwingungen.

Die Tatsache, daß Raumladungen im Gegentakt oszillieren können, bestärkt die Auffassung (vgl. Kap. VI), wonach die erste Oberwelle durch das um 180° verschobene Gegeneinanderpendeln zweier Raumladungswellen zu Stande kommt. Die Analogie geht aus Bild 25 hervor. Interessant ist, daß die erste

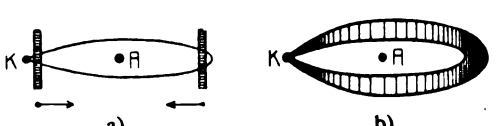


Bild 25.

Oberwelle stets > der halben Grundwelle gefunden wird, d. h. die Oberwelle verlängert erscheint und ebenso das Gegentaktschwingen der Raumladungen eine Verlängerung der Welle hervorruft gegenüber konphas konzentrischen Schwingungen.

Neuerdings hat H. E. Hollmann[10]) mit Triodenanordnungen ebenfalls Raumladungsgegentaktschwingungen hergestellt.

Der Uebergang zum allgemeinen n-Phasen-Raumladungsoszillator liegt nunmehr auf der Hand. Statt zwei Anoden werden n-Anoden zentralsymmetrisch zur Kathode angebracht. Werden alle Anodenkreise auf gleiche Welle abgestimmt, so lassen sich die allgemeinen Ueberlegungen von Tank und Ackermann[11]) über die Erzeugung von n-Phasen-Hochfrequenzströmen übertragen.

IX. Selbstmodulation der Raumladungsschwingungen.

Anläßlich einiger Telephonieversuche auf ultrakurzen Wellen beobachtete der Verfasser vor einigen Jahren die merkwürdige Erscheinung, daß die Trägerfrequenz unabhängig von der Besprechung schon sehr stark tonfrequent moduliert war. Die Tonfrequenz variierte beim Verändern der Impedanzen der Batteriezuführungen; das Oszillatorrohr, eine Triode Philips E, sandte Schallschwingungen von derselben

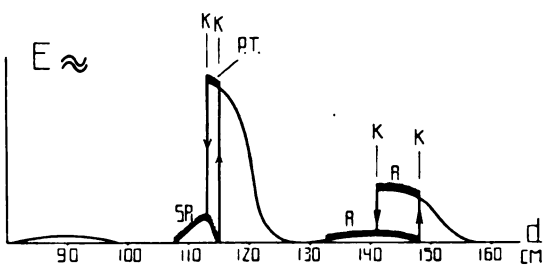


Bild 26.
Selbstmodulation.
Bezeichnungen: K = Knacken; P.T. Pfeifen, Trillern; R = Rauschen: S.R. Sehr starkes Rauschen.

Tonfrequenz aus, so daß sie im ganzen Zimmer vernehmbar waren. Bergmann[12]) hat fernerhin beobachtet, daß, wenn sein B.K.-Oszillator schwingt, die Drosselspulen einen pfeifenden Ton abgeben. Es zeigte sich in der Folge, daß die Selbstmodulation der B.K.-Schwingungen auf die Gebiete negativen Widerstandes der Kurven $J_g = f(E_g)$ resp. $J_A = f E_A$) — im Schwingungszustand gemessen — beschränkt war.

Die Ursache für das Auftreten einer sekundären Schwingung niedrigerer Frequenz sind also negative Widerstände, hervorgerufen durch die den Elektrodenströmen zusätzlichen Gleichrichtereffekte der B.K.-Schwingungen.

(Eine neuerliche Untersuchung von H. E. Hollmann[13]) befaßt sich eingehend mit der Entstehung solcher negativen Widerstände bei B.K.-Oszillatoren, so daß diese Frage hier nicht weiter diskutiert werden muß.)

Die Wechselspannung der sekundären Frequenz moduliert die B.K.-Schwingungen. Die hörbaren Schwingungen bei Selbstmodulation infolge negativer Widerstände sind angenähert sinusförmig. Ein anderer Typus hörbarer Schwingungen — nicht an negative Widerstände gebunden — war sehr häufig bei allen Fadenröhren nach-

Digitized by Google

weisbar. Die Töne oder Geräuche waren sehr kratzend, zuweilen auch trillernd; von den Impedanzen der Zuleitungen waren sie unabhängig. Es handelt sich hier offenbar um Kippschwingungen innerhalb der Röhren. Sie treten immer dann auf, wenn das Rohr mehrwellig oszilliert; bei den sog. ungünstigen Heizpolungen waren sie daher fast fortwährend vorhanden. Bild 26 zeigt das Auftreten dieser Kippschwingungen innerhalb der Abstimmkurven des Langfadenrohres (günstige Heizpolung). Kommutiert man die Heizspannung, so erstreckt sich die Selbstmodulation annähernd über den ganzen Schwingungsbereich entsprechend der nunmehr ungünstigen Heizpolung.

Für Meßzwecke und Telephonie ist die Selbstmodulation sehr lästig; die Kontrolle erfolgt am einfachsten durch ein Telephon im Anodenkreis.

X. Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß eine von Eccles angegebene Fadenröhrenschaltung typische Raumladungsschwingungen nach Barkhausen-Kurz ausführt. Diese Tatsache widerlegt die bisherige Auffassung, wonach B.K.-Schwingungen an konzentrische Elektrodenanordnungen gebunden sind. Die elementare Eigenart der Röhren wie der Generatorschaltung ermöglicht weitgehende Schlüsse über den Elektronenmechanismus und das Zusammenwirken der Raumladung mit dem Lechersystem.

Elektronenmechanismus.

Raumladungsschwingungen nach B.K. bedingen das Vorhandensein pendelnder Elektronen; direkt von Kathode zu Anode laufende Elektronen generieren keine Schwingungen. Unter den pendelnden Elektronen sind nur solche aktiv schwingungsfähig, welche periodische, geschlossene Bahnen ausführen. Diese Bahnen liegen bei Fadenröhren annähernd in der Kathoden-Anodenebene. Die Regel $\lambda \sim E_g^{-1/4}$ gilt nur innerhalb eines Bahntypus.

Die Elektronen laufen auf den geschlossenen Bahnen von der Kathode weg und wieder zur Kathode, und zwar in zweierlei Umlaufsinn. (Untersuchungen im Magnetfeld zeigen Frequenzaufspaltung.) Die Raumladungsdichte schwankt längs der gemeinsamen Bahnschleife periodisch mit dem Ort und mit der Zeit. Dies entspricht einer stehenden Welle.

Das Elektronengas einer Bahnschleife ist als Schwingungsgebilde aufzufassen. Es besitzt ähnlich einer Pfeife ein ganzes Sektrum nichtharmonischer Eigenwellen, welche einzeln angeregt werden können. Die Grundperiode entspricht ungefähr der Umlaufsdauer eines Elektrons auf einem bestimmten Bahntyp und wird in der Literatur als sog. „lange Welle λ_1" bezeichnet. Die zweite Oberwelle, die sog. „kurze Welle λ_2" verhält sich zu λ_1:

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \geqq \frac{1}{2}$$

Der Verfasser konnte mehrmals die dritte Oberwelle λ_3 nachweisen. Die einzelnen Eigenwellen besitzen jeweils ein Spektrum Harmonischer, welche entsprechend den Abstimmvorrichtungen mehr oder weniger intensiv erscheinen.

In technischen Elektronenröhren sind infolge mechanischer und elektrischer Ungleichförmigkeiten die Frequenzen der einzelnen räumlichen Elektronengruppen gegeneinander etwas verschieden. Die Röhren können mehrwellig oszillieren. In diesem Zusammenhang wird der „Heizpolungseffekt" diskutiert. Technische Oszillatorröhren sollen möglichst viele genau gleichfrequente Elektronen mit geschlossenen, periodischen Bahnkurven enthalten.

Die Untersuchung der Schwingungsbereiche zeigt in guter Uebereinstimmung mit Tank und Schiltknecht, daß die B.K.-Schwingungen an „Sättigungselektronen" gebunden sind. Im Sättigungsgebiet der Emissionskurve ist λ vom Heizstrom abhängig.

Konphas konzentrische Raumladungsschwingungen in einem Dreifadenrohr zeigen den Uebergang von Dioden zu den klassischen Triodenverhältnissen. Gegentakt-Raumladungsschwingungen mit einem Dreifadenrohr zeigen die Analogie zur ersten Oberwelle λ_2; ferner wird auf die Möglichkeit eines n-Phasen-Raumladungsoszillators hingewiesen.

Im letzten Kapitel wird die Selbstmodulation der B.K.-Schwingungen behandelt.

Raumladung und Lechersystem.

In der Generatorschaltung wird die Raumladung mit einem schwingungsfähigen Lechersystem gekoppelt. Die Anordnung besitzt demnach zwei Koppelwellen und es zeigen sich Zieherscheinungen. Die Kopplung, welche zugleich als Rückkopplung aufgefaßt werden kann, ist kapazitiv. Der Generator schwingt bei induktiver Phase des Lechersystems. Diese Tatsachen wurden eingehend diskutiert an Hand der Abstimmkurven, ferner am Verlauf der Schwingungsintensität und der Wellenlänge in Funktion der Rohrlage relativ zur Spannungsverteilung auf das Lechersystem.

Bei Raumladungsschwingungen treten an den Elektroden dynamische Gleichrichtereffekte auf; darüber liegen einige Resultate vor.

Handelsübliche Glühlampen erzeugen Raumladungsschwingungen analog den Fadenröhren.

Die Fadenröhren wurden hergestellt von der „Licht A.-G.", Vereinigte Glühlampenfabriken, Goldau, und der Osramlampenfabrik der Schweiz. Auergesellschaft, Veltheim-Winterthur. Beiden Firmen bin ich für ihre Mitarbeit zu großem Dank verpflichtet.

Die Untersuchung wurde ausgeführt unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. F. Tank im Phys. Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule. Es ist mir eine besondere Freude, an dieser Stelle meinem verehrten Lehrer für sein förderndes Interesse und seine Be-

Digitized by Google

mühungen für das Gelingen der Arbeit meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Literatur.

1) S. Dushman: Hochvakuumtechnik S. 231-232.
2) W. H. Eccles: Brit. Pat. 258989.
3) B. v. d. Pol: Physica 5, 1, 1925.
4) E. W. B. Gill: Phil. Mag. 49, 993, 1925.
5) A. Scheibe: Ann. d. Phys. (4), 73, 54, 1925.
6) F. Tank und E. Schiltknecht: Helv. Phys. Acta, 1, 110, 1925.
7) J. Müller und F. Tank: Helv. Phys. Acta 1, 447, 1928.
8) F. Tank: Ztschr. f. Hochfrequenztechn. 20, 85, 1922.
9) H. E. Hollmann: Ztschr. f. Hochfrequenztechn. 35, 23, 1930.
10) H. E. Hollmann: Phys. Ztschr. 31, 56, 1930.
11) F. Tank und A. Ackermann: Helv. Phys. Acta 2, 512.
12) L. Bergmann: Ann. d. Phys. (4) 67, 13, 1922.
13) H. E. Hollmann: Ztschr. f. Hochfrequenztechnik 34, 140, 1929.

(Eingegangen am 28. Juni 1930.)

Die idealisierte statische Modulationskennlinie bei der Parallelröhren-Modulation.

Von **Hermann Rieche**, Braunschweig.

Die von R. A. Heising[1]) zuerst angegebene und unabhängig davon von L. Kühn[2]) entwickelte Parallelröhren-Modulationsschaltung wird im Ausland in großem Umfang und mit gutem Erfolg angewandt. Ein Weg zur Vorausberechnung der statischen Modulationskennlinie und der wichtigsten Konstruktionsgrößen, der trotz seiner Einfachheit, soweit mir bekannt, in der Literatur nirgend angeführt wird, verdient deswegen hier angegeben zu werden.

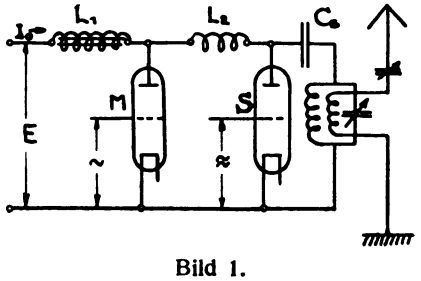


Bild 1.

Nach L. Kühn kann die Modulationskennlinie mit guter Genauigkeit auf graphischem Wege aus der $U_a = f(i_a)$ Charakteristik erhalten werden. Bedeutend einfacher ist die Verwendung einer Gleichung, die sich aus den von Barkhausen gegebenen Elementargleichungen ergibt.

Als Modulationscharakteristik wird allgemein die Abhängigkeit des Antennenstromes von der Gitterwechselspannung des Modulators angenommen. Da jedoch bei dem jetzt für Telefoniezwecke ausschließlich benutzten fremderregten Röhrensender der Antennenstrom eine weitgehend geradlinige Abhängigkeit von der Anodengleichspannung zeigt, ist hier — wie bei Kühn — die $U_a = f(u_g)$-Charakteristik entwickelt.

Unter der Voraussetzung einer idealen Wirkungsweise der „Stabilisierungsdrossel" L_1 (Bild 1) — diese Bedingung wird für die statischen Verhältnisse dadurch erfüllt, daß der Gesamtstrom J_0 konstant gehalten wird — erhalten wir die Beziehung:

$$\frac{u_{gm}}{D_m} = i_m \cdot R_m - i_s \cdot R_s$$

(Die Daten des Modulationsrohres haben den Index m, die des Schwingrohres den Index s). Es folgt unter der Annahme, daß

$$i_m + i_s = J_0 \text{ ist,}$$

$$\frac{u_{gm}}{D_m} - J_0 \cdot R_m = -i_s (R_m + R_s)$$

$$i_s = \frac{R_m}{R_m + R_s} \cdot (J_0 - S_m \cdot u_{gm}) \qquad (1)$$

Damit ergibt sich die Anodenspannung am Modulations- bzw. am Schwingrohr als Funktion der Gitterspannung:

$$U_a = \frac{R_m \cdot R_s}{R_m + R_s} \cdot (J_0 - S_m \cdot u_{gm}) \qquad (2)$$

Diese Gleichung ist die einer Geraden, die in der $U_a = f(i_m)$-Charakteristik durch den Arbeitspunkt zu legen ist. Da i_s durch die Wahl des Senderohres festgelegt ist, ergibt sich der Arbeitspunkt durch Wahl von J_0. Es hat sich dabei als zweckmäßig herausgestellt, das Modulationsrohr so zu dimensionieren, daß das Stromverhältnis $\frac{i_m}{i_s}$ größer als eins wird, also etwa in der Größenordnung von 2—5 liegt. Ein größeres Stromverhältnis bringt keine wesentliche Verbesserung mehr.

Der Vergleich der graphisch nach L. Kühn ermittelten und der experimentell aufgenommenen Modulationslinie mit der aus der Gleichung sich ergebenden Geraden wurde für mehrere Röhrenkombinationen durchgeführt und ergab in allen Fällen eine kaum nennenswerte Abweichung der Linien untereinander. Für die Röhrenkombination:

Modulationsrohr: $S = 4 \cdot 10^{-3}\, A/V$; $D = 2{,}1\,\%$;
$R_i = 1{,}2 \cdot 10^4$ Ohm,

Senderohr: $S = 2{,}2 \cdot 10^{-3}\, A/V$; $D = 1{,}1\,\%$;
$R_i = 4 \cdot 10^4$ Ohm,

sind die Ergebnisse in Bild 2 dargestellt. Man sieht, daß alle drei Kurven in weitem Bereich gradlinig verlaufen und praktisch zusammenfallen.

1) Proc. Inst. Radio Eng. 8, 11, 1920.
2) Jahrb. drahtl. Tel. 18, 419, 1921.

Digitized by Google

Es mag hierbei erwähnt werden, daß die statische Modulationscharakteristik besonderen Wert für die Vorausberechnung und Dimensionierung von Modulations- und Senderohr hat. Verzerrungen und die Aussteuerung können ja erst auf Grund der dynamischen Kennlinien experimentell am fertigen Sender untersucht werden. Darum ist zunächst nur der grundsätzliche Verlauf der statischen Linie von

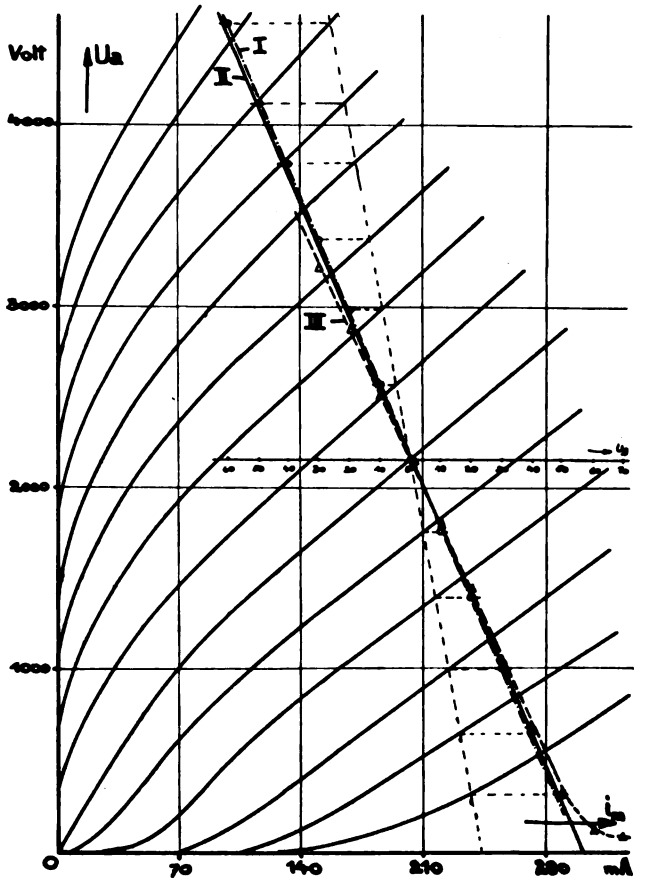


Bild 2.

Interesse und deswegen genügt es, ihre Steilheit zu kennen. Diese Steilheit ergibt sich aus der oben angeführten Gleichung (2):

$$S_0 = -\frac{R_m \cdot R_s}{R_m + R_s} S_m \qquad (3)$$

Formen wir den Ausdruck etwas um:

$$S_0 = -\frac{1}{1+\frac{R_m}{R_s}} \cdot \frac{1}{D_m}$$

so erkennen wir, daß S_0 mit kleiner werdendem D_m und Verhältnis $\frac{R_m}{R_s}$ wächst. Liegt D_m fest, so ändert sich S_0 nach der Kurve I von Bild 3. Es wäre demnach zweckmäßig, den inneren Widerstand des Schwingrohres gegenüber dem des Modulationsrohres groß zu machen, damit man mit möglichst kleinen Gitterspannungsamplituden auskommt. Um jedoch einen günstigen Leistungsumsatz zu erzielen, darf $\frac{R_m}{R_s}$ nicht wesentlich kleiner als eins sein. 'Der Verlauf der an das Schwingrohr abgegebenen Niederfrequenzleistung wurde ebenfalls als Funktion des Verhältnisses $\frac{R_m}{R_s}$ in Bild 3 als Kurve II eingetragen. Aus beiden Bedingungen: größtmögliche Steilheit der Linie $U_a = f(u_g)$ und größtmögliche Leistungsabgabe erhalten wir als günstigstes Widerstandsverhältnis $\frac{R_m}{R_s} = {}^1/_2$ bis ${}^1/_5$. Um das zu erreichen und unter Berücksichtigung des günstigsten Stromverhältnisses $\frac{i_m}{i_s} = 2\text{—}5$ würde es demnach zweckmäßig erscheinen, als Modulationsrohr 2 bis 5 Stück der Type des Schwingrohres parallel zu schalten. Ein kleines Widerstandsverhältnis $\frac{R_m}{R_s}$ kommt gleichzeitig der Forderung nach Verzerrungsfreiheit bei der Besprechung des Senders entgegen,

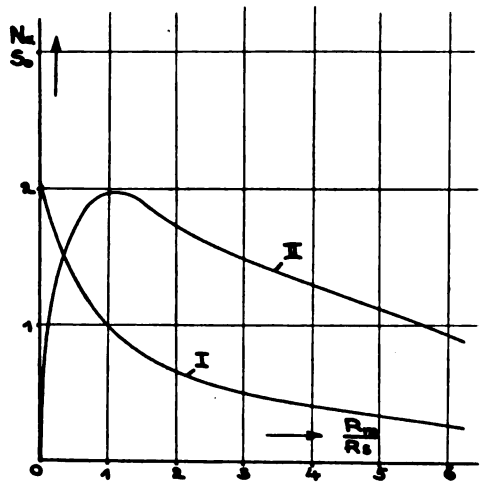


Bild 3.

da bei kleinem Modulationswiderstand die Stabilisierungsdrossel L_1 dem Fall der idealen Wirkungsweise näher kommt. Diese Tatsache ist in der Praxis bereits angewandt worden[4]).

Zusammenfassung.

Es wird für die Parallelröhren-Modulationsschaltung eine auf Grund der Barkhausenschen Elementargleichungen entwickelte Formel für die statische Beeinflussungs-Charakteristik angegeben. Der Vergleich mit dem Experiment und dem graphischen Verfahren nach L. Kühn wird durchgeführt. Auf Grund der Gleichung werden einige Angaben über die günstigste Dimensionierung der Modulations- und Senderöhre gemacht.

Die vorliegende Arbeit ist ein Teil einer Untersuchung über die Parallelröhren-Modulation, die auf Anregung und mit der Unterstützung von Herrn Professor Dr.-Ing. L. Pungs, dem ich an dieser Stelle herzlichst danke, im Institut für Fernmelde- und Hochfrequenz-Technik der Technischen Hochschule Braunschweig ausgeführt wird.

(Eingegangen am 15. Juli 1930.)

[3]) Proc. Inst. Radio Eng. 14, 495, 1926.

Digitized by Google

Referate.

S. Harris. Störmodulation in Hochfrequenzverstärkern (Cross modulation in *R-F*-amplifiers). Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 350—354, 1930.

Schirmgitterröhren zeichnen sich im Vergleich zu andern Verstärkerröhren durch eine verhältnismäßig wenig geradlinige Anodenstrom-Kennlinie aus. Daraus ergeben sich verschiedene Störmöglichkeiten. So kann z. B. eine Schirmgitterröhre, die als Eingangsrohr eines Empfängers geschaltet ist, als Zwischenfrequenz-Gleichrichter wirken. Man kann die auf das erste Rohr folgenden Abstimmkreise des Empfängers auf die Interferenz zweier Sender einstellen, falls die Interferenzfrequenz im Bereiche der Empfängerabstimmung liegt. Der Verfasser gibt eine graphische

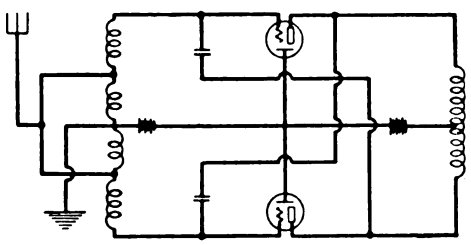


Bild 1.

Darstellung für die Möglichkeiten, die sich für die Rundfunksender in der Umgebung von New York ergeben können. Z. B. liegt die Differenzfrequenz von *WGCP* und *WEAF* bei ca. 500 m, während die Summationsfrequenz von *WOR* und *WIZ* bei ca. 200 m liegt. Stimmt man den Hochfrequenzverstärker auf die so gebildete Zwischenfrequenz ab, so hört man die Modulation beider Sender gleichzeitig.

Das wirksamste Mittel zur Vermeidung dieser Störungen ist eine gute selektive Eingangsschaltung. Es lassen sich auch Gegentaktschaltungen anwenden, wie sie etwa Abb. 1 darstellt.

Die bisher besprochenen Erscheinungen beruhen zumeist auf der Wirkung der Schirmgitterröhre als Anodengleichrichter. Die Störmodulation kann aber dadurch noch viel gefährlicher werden, daß Gittergleichrichtung auftritt. Bei Hochfrequenzverstärkern mit Schirmgitterröhren ist es üblich, den Verstärkungsgrad durch Aenderung der Schirmgitterspannung zu regeln. Mit kleinerer Schirmgitterspannung sinkt der Anodenstrom für den Arbeitspunkt, während der Gitterstrom steigt. Es kann also der Fall eintreten, daß man bei heruntergedrehter Lautstärke einen Störsender hört, der bei voll aufgedrehter Lautstärke nicht zu hören ist. Daher ist es nötig, die Vorspannung des Steuergitters genügend weit negativ zu halten. Außerdem wird empfohlen, die Lautstärkenregelung nicht nur durch Spannungsregelung an den Röhren, sondern gleichzeitig am Eingang des Empfängers vorzunehmen. P. Hermanspann.

J. R. Nelson. Ueber die Stabilität von neutralisierten Hochfrequenzverstärkern. (Note on the stability of balanced high frequency amplifiers.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 88—94, 1930.

Die Arbeit ist ein Zusatz zu der grundlegenden Arbeit von Beatty über die Grenzverstärkung bei abgestimmten Hochfrequenzverstärkern (R.T. Beatty, The stability of the tuned-grid tuned-plate Hamplifier, Exper. Wirel. **5**, 3, 1928.)

Der Verfasser beschäftigt sich experimentell und rechnerisch mit der für den Empfängerbau wichtigen Frage, wie weit die Stabilität eines neutralisierten Hochfrequenzverstärkers sich ändert beim Auswechseln von Röhren mit anderer Gitter/Anode-Kapazität.

Es wird eine Röhren-Konstante $\sqrt{S/C_0}$ eingeführt (S = Röhrensteilheit, C_0 = Gitter/Anode-Kapazität). Je größer dieser Faktor ist, um so besser eignet sich die Röhre zur Verwendung in neutralisierten Hochfrequenzverstärkern. P. Hermanspann.

B. E. Miessner. Brumm in Netzanschlußempfängern. (Hum in allelectric radio receivers.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 137—166, 1930.

Die ziemlich umfangreiche Arbeit beschäftigt sich mit dem brummenden Netzton, der mehr oder weniger stark bei allen Netzanschlußempfängern zu hören ist. Dieser Netzton soll im folgenden einfach „Brumm" genannt werden (hum).

I. Ursachen des Brumms.

a) Heizung.

Für den Heizbrumm sind folgende Ursachen verantwortlich: Temperatur des Heizfadens: Der Einfluß dieser Schwankung ist proportional der vierten Potenz der Heizfadentemperatur. Es ist deshalb wünschenswert, mit möglichst niedrigen Heiztemperaturen auszukommen.

Spannungsschwankungen an den Enden des Heizfadens: Dadurch treten Unregelmäßigkeiten in der Elektronenemission auf. Auch kann das eine Heizfadenende als Anode für das andere Ende wirken. Dieser Spannungseffekt kann durch den vorher besprochenen Temperatureffekt kompensiert werden.

Magnetischer Effekt des Heizfadens auf den Elektronenstrom. Unsymmetrischer Aufbau der Röhre.

Sind die vorliegenden Ursachen bei Niederfrequenzröhren oder bei der Detektorröhre vorhanden, so werden sie unmittelbar niederfrequent verstärkt und sind im Lautsprecher zu hören. Bei den Hochfrequenzröhren sind diese Ursachen nur dann wirksam, wenn sie groß genug sind, um die Steilheit des Rohres periodisch zu ändern. Es wird dann jede einfallende Trägerwelle moduliert.

Nach der Meinung des Verfassers ist die direkt geheizte Wechselstromröhre der indirekt geheizten Wechselstromröhre aus den verschiedensten Gründen überlegen.

b) Magnetische Induktion.

Die gefährlichsten Störquellen dafür sind der Netzanschlußtransformator oder die Netzanschlußdrosseln, u. U. auch die Felderregung des dynamischen Lautsprechers. Die empfindlichsten Aufnahmepunkte sind das Gitter der Detektorröhre und die Niederfrequenztransformatoren. Auch die Heizleitungen, die bei Verwendung von indirekt

Digitized by Google

geheizten Röhren Stromstärken von mehreren Ampère führen, kommen als Störquellen in Frage.

c) Elektrostatische Induktion.

Obgleich diese Störung weniger häufig vorkommt, so muß man doch stets darauf achten, daß Leitungen mit hohen Wechselpotentialen sich nicht in der Nähe des Detektorgitters oder anderer empfindlicher Punkte befinden. Störungen dieser Art können auch auftreten, wenn die Gleichrichterröhre des Netzanschlußgerätes zu dicht neben der Detektorröhre sitzt.

II. Messung des Brumms.

Trotzdem man schon seit Jahren Netzanschlußempfänger baut, hat sich bis heute noch keine Meßmethode zur Messung des Brumms allgemein einführen können. Dies liegt an der Schwierigkeit, eine einwandfreie Meßmethode zu schaffen. Der Verfasser führt eine ganze Reihe von Methoden an und diskutiert ihre Vor- und Nachteile:

Als Maß für den Brumm könnte man etwa die Entfernung vom Lautsprecher wählen, in der der Brumm gerade noch hörbar ist. Dabei ist aber die Richtwirkung der Lautsprecher zu berücksichtigen; auch erfordert das Verfahren reflexionsfreie und völlig geräuschfreie Räume.

Als Maß für den Brumm könnte man auch die auftretende Wechselspannung an den Klemmen des Lautsprechers messen. Man müßte die erhaltenen Ergebnisse jedoch hinterher mit Hilfe der Frequenzcharakteristiken von Ohr und Lautsprecher auswerten.

Eine einwandfreie Methode würde man dadurch erhalten, daß man den Lautsprecher durch einen komplexen Kreis ersetzt, der so zusammengesetzt ist, daß eine Spannungsmessung an seinen Klemmen die Frequenzcharakteristik von Ohr und Lautsprecher berücksichtigt.

Oszillographieren der Brummspannung und ein nachheriges Auswerten des Oszillogramms ist für die Praxis des Empfängerbaues zu umständlich.

Eine sehr einfache und brauchbare Methode wäre etwa folgende: Man wählt als Maß der Brummintensität die Stärke eines Niederfrequenzstromes, dessen Ton im Lautsprecher den Brumm gerade übertönt.

III. Untersuchung der Brummquellen bei fertigen Geräten.

Der Verfasser gibt eine ausführliche Anleitung, wie bei einem fertigen Gerät die Brummquellen lokalisiert werden können. Dabei wird so vorgegangen, daß zunächst nur der Brumm der Endröhre allein gemessen wird. Dann wird schrittweise vom Ausgang des Empfängers zum Eingang weitergegangen. Wegen der Einzelheiten muß auf die Originalarbeit verwiesen werden.

IV. Gesichtspunkte für den Bau von Netzanschlußgeräten.

Um ein Netzanschlußfilter mit möglichst geringem Aufwand zu bauen, sind folgende Richtlinien zu beachten:

a) Es hat keinen Sinn, die Betriebsspannungen aller Stufen gleich gut zu filtern. Die richtige Anordnung ist vielmehr die, bei der die Betriebsspannungen für alle Röhren unter Berücksichtigung der darauffolgenden Verstärkungen gleich gut gesäubert sind.

b) Die in verschiedenen Empfängerteilen entstehenden Brummspannungen können sich gegenseitig neutralisieren, falls die Phasen- und Amplitudenverhältnisse geeignet sind. Verfasser gibt dafür zwei Möglichkeiten an: Die Brummkompensierung der einzelnen Empfängerstufen untereinander (interstage hum bucking) oder die Neutralisierung durch besondere Schaltelemente in der Endstufe des Empfängers (hum feedback, siehe Bild 1).

c) Eine Art Neutralisierung der Wechselkomponenten kann man auch im Netzanschlußgerät selbst erreichen durch eine Anordnung nach Bild 2. Dabei neutralisieren sich die Wechselkomponenten in den beiden Drosselteilen.

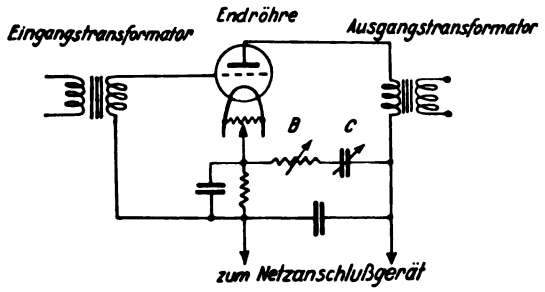


Bild 1.
Neutralisierung der Brummspannung in der Endstufe mit dem Widerstande R und der Kapazität C.

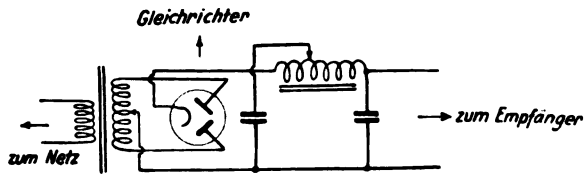


Bild 2.
Neutralisierung der Wechselkonzonenten im Netzanschlußgerät.

Die Arbeit enthält eine Fülle von Anregungen und praktischen Erfahrungen, die das Referat nicht wiedergeben kann. P. Hermanspann.

F. B. Llewellyn. Eine Untersuchung der Geräusche in Vakuum-Röhren und angeschlossenen Kreisen (A study of noise in vacuum tubes and attached circuits). Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 243—265. 1930.

Es handelt sich in der Arbeit um Geräusche aus folgenden Ursachen:

1. Schrot-Effekt,
2. Wärmebewegung der Elektronen in den Leitern,
3. Ionisierung von Gasmolekeln,
4. Erzeugung von Sekundär-Elektronen und Ionen durch das Bombardement des Gitters und der Anode und durch Verdunstung von Ionen aus dem Glühfaden.

1. Schroteffekt.

Der Strom vom Glühfaden zur Anode wird durch die Bewegung einzelner Elektronen vermittelt. Er ist also notwendigerweise Schwankungen unterworfen. Diese Schwankungen, die durch das Auftreffen der einzelnen Elektronen auf die Anode hervorgerufen

Digitized by Google

werden, sind es aber nicht, die für die Geräusche in den angeschlossenen Stromkreisen verantwortlich zu machen sind. Denn nimmt man einmal an, daß die Elektronen in ganz regelmäßigen Abständen sich vom Glühfaden ablösen, so würde dies eine Schwankung des Anodenstroms hervorrufen, deren Frequenz gleich der Anzahl Elektronen wäre, die in der Sekunde vom Glühfaden zur Anode wandern. Diese Frequenz ist aber tatsächlich viel zu hoch, als daß sie in irgendwelchen normalen Röhrenkreisen zum Ausdruck kommen könnte. Was sich als Geräusch äußert, sind die viel langsameren Schwankungen des Gesamtstroms zwischen Glühfaden und Anode.

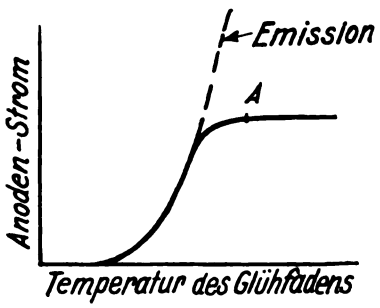


Bild 1.

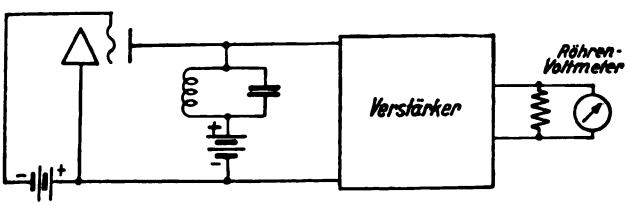


Bild 2.

Dieser Gesamtstrom zwischen Glühfaden und Anode (Anodenstrom) ist aber wegen des Einflusses der negativen Raumladung nicht identisch mit der Elektronen-Emission aus dem Glühfaden. Es sind deshalb die Ergebnisse von theoretischen Untersuchungen, die sich mit den Schwankungen der Elektronen-Emission befassen, auf den vorliegenden Fall nicht anwendbar. Bekanntlich folgt bei einer bestimmten Anodenspannung der Anodenstrom in Abhängigkeit von der Temperatur des Glühfadens einem Gesetz, wie es die ausgezogene Kurve von Bild 1 darstellt, während die ungestörte Emission ungefähr den Charakter der gestrichelten Kurve hat. Von einer gewissen Temperatur an — der Verfasser bezeichnet sie als Sättigungstemperatur —, deren Größe bekanntlich von der Anodenspannung abhängt, haben die Aenderungen der Emission nur noch einen ganz verschwindenden Einfluß auf den Anodenstrom (in Bild 1 etwa von Punkt *A* an nach rechts). Wenn man in diesem Gebiet arbeitet, so ist kein erheblicher Schroteffekt zu erwarten und auch tatsächlich nicht vorhanden.

2. Thermische Geräusche.

In jedem Leiter sind die Elektronen ebenso wie die Atome des Leiters in einer unregelmäßigen Wärmebewegung, deren mittlere kinetische Energie eine Funktion der Temperatur ist. Die Folge davon ist eine unregelmäßige und zeitlich dauernd veränderliche Verteilung der Ladung innerhalb des Leiters, die dauernde Schwankungen der Spannung zwischen den einzelnen Leiterteilen bedingt. Solche Schwankungen treten z. B. im Gitterkreis (Eingangskreis Bild 2) der ersten Röhre auf und werden durch den Verstärker so verstärkt, daß sie am Ausgang des Verstärkers als Geräusche wirken können. Für den Mittelwert $\overline{E^2}$ des Spannungsquadrats, das durch diese Schwankungen am Ausgang erzeugt wird, ergibt die Theorie

$$\overline{E^2} = \frac{2}{\pi} k T \int_0^\infty R\,|G|^2 \cdot d\omega ,$$

worin k die Boltzmannsche Konstante $= 1{,}372 \cdot 10^{-23}$ Joule/Grad, T die absolute Temperatur des Leiters, R den Wirkwiderstand des Eingangskreises, G den Verstärkungsfaktor (E_2/E_1, vgl. Bild 3) und ω die Kreis-Frequenz, von der R und G abhängig sind, bedeutet. Es kommt also beim Eingangskreis nur auf den Widerstand und seine absolute Temperatur an.

Zu dieser Wirkung, die vom Eingangskreis herrührt, kommt aber noch hinzu die Wirkung der thermischen Bewegung im Anodenkreis der Röhre, deren Schwankungen durch den Verstärker ebenfalls verstärkt werden. Der Mittelwert des Spannungsquadrats, das auf diese Ursache zurückzuführen ist, hängt außerdem noch ab von dem Verhältnis der absoluten Temperatur des Glühfadens, die im Sinne der Wärmebewegung als die wirksame Temperatur auch des Anodenkreises zu betrachten ist, zu der absoluten Zimmertemperatur und von dem Verhältnis des Widerstandes des äußeren Anodenkreises zum inneren Widerstand der Röhre. Diese Abhängigkeit wird in der Arbeit theoretisch abgeleitet.

3. Geräusche durch Bildung von Sekundär-Elektronen und von Ionen.

Die Elektronen, die sich im Gas der Röhre oder beim Bombardement des Gitters bilden, bewegen sich ganz ähnlich, wie die aus dem Glühfaden emittierten Elektronen zur Anode. Wenn der Gasdruck in der Röhre nicht erheblich über dem einer normalen Röhre liegt und wenn nicht der Anodenwiderstand besonders hoch ist, so ist anzunehmen, daß die Geräusche, die dadurch veranlaßt sind, nicht stark ins Gewicht fallen.

Dagegen werden Ionen, die sich bei der Ionisierung des Gases oder auch beim Bombardement der Elektroden bilden, in das Gebiet der negativen Raumladung bewegt und können dort verhältnismäßig starke Störungen des Gleichgewichts und damit des Anodenstroms und infolge davon starke Geräusche zur Folge haben. Diese Auffassung wird hauptsächlich durch die Tatsache gestützt, daß starke negative Gittervorspannung die Geräusche ungünstig beeinflußt: je stärker negativ das Gitter vorgespannt ist, umso mehr werden die in der Röhre gebildeten positiven Ionen in das Gebiet der negativen Raumladung gezogen.

4. Experimentelle Bestimmungen.

Bei der Untersuchung wurde am Ausgang des Verstärkers mit einem Röhrenvoltmeter die Spannung gemessen, die dort infolge der Schwankungen auftritt. Die Anordnung z. B., die dazu diente, die thermischen Geräusche, die vom Anodenkreis herrühren, ist

Digitized by Google

in Bild 3 wiedergegeben. Dabei war das Gitter durch eine Leitung sehr geringer Impedanz überbrückt, so daß Schwankungen, die vom Gitter herrührten, nicht zur Wirkung kamen. Alle Stromkreise waren sehr sorgfältig gegeneinander abgeschirmt. Der Verstärker hatte eine Spannungsverstärkung von ca. 10^6.

Zieht man nur den Schrot- und den thermischen Effekt in Betracht und steigert man allmählich die Heizleistung im Glühfaden, so hat man für den Schroteffekt nach dem oben ausgeführten, einen Verlauf der

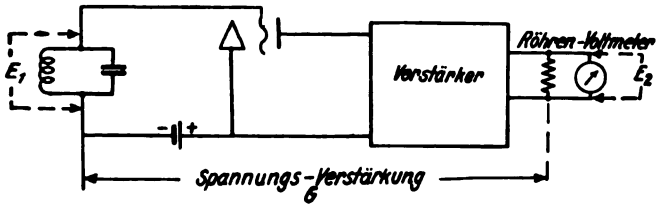


Bild 3.

Kurve wie denjenigen von Bild 4b zu erwarten: zuerst Anstieg mit Verstärkung der Elektronen-Emission, dann Abfall, sobald sich der Anodenstrom dem Sättigungswert nähert. Für die thermischen Geräusche bedeutet eine Steigerung der Heizleistung eine Verringerung des Widerstandes zwischen Glühfaden und Anode und infolge davon eine Verringerung des Geräusches, andererseits eine Erhöhung der wirksamen

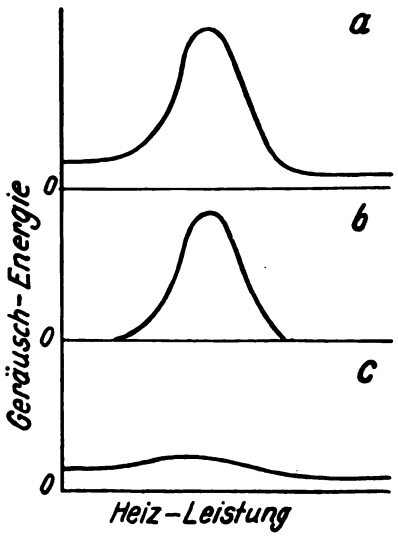


Bild 4.

Temperatur — derjenigen des Glühfadens — und damit eine Erhöhung des Geräusches. Die Kurve wird ungefähr die Form c in Bild 4 erhalten. Beide Ursachen zusammen sollten einen Verlauf wie die Kurve a geben.

Tatsächlich findet der Verfasser ein Maximum der Geräusche bei einer bestimmten Heizleistung. Bild 5, Kurve A enthält z. B. das Resultat für eine Röhre mit Wo-Faden, eine Anodenspannung von 100 V und eine Gitterspannung von — 23 V. Gleichzeitig sind die Kurven eingetragen, die man theoretisch bekommt, und zwar Kurve B für den thermischen, Kurve C für den Schrot-Effekt und Kurve D für beide zusammen. Die Letztere fällt viel höher aus als die gemessene (A), hat aber ihr Maximum ungefähr bei derselben Heizleistung.

In Bild 6 sind die entsprechenden Kurven für einen Glühfaden mit Oxydbelag eingetragen. Dabei war die Röhre als Gleichrichter geschaltet (Gitter und Anode miteinander verbunden). Hier ist das Maximum für die Geräuschenergie für eine bestimmte Heizleistung noch mehr ausgesprochen, insbesondere aber auch der scharfe Abfall der Geräuschenergie ersichtlich, wenn man mit der Heizleistung (Temperatur des Glühfadens) über die „Sättigungs-Temperatur" hinaufgeht.

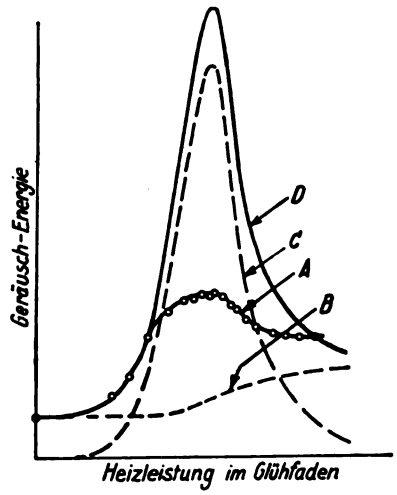


Bild 5.

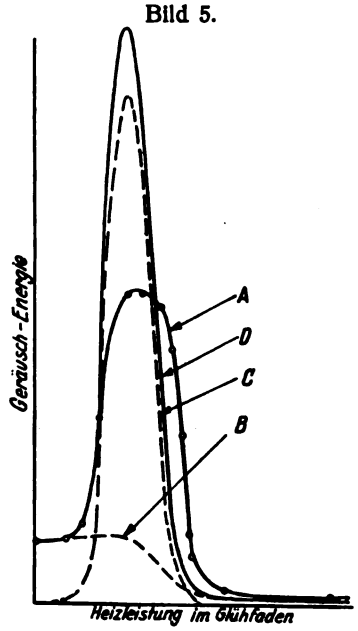


Bild 6.

Diese Tatsache ist wohl das praktische Hauptresultat der Arbeit. Eine Folge davon ist, daß in den Fällen, wo extrem hohe Verstärkungen gewünscht werden und demnach diese Geräusche zur Geltung kommen, Röhren von Vorteil sind, bei denen für die normale Anodenspannung die Sättigung schon im Gebiet verhältnismäßig niedriger Temperaturen erreicht wird. J. Zenneck.

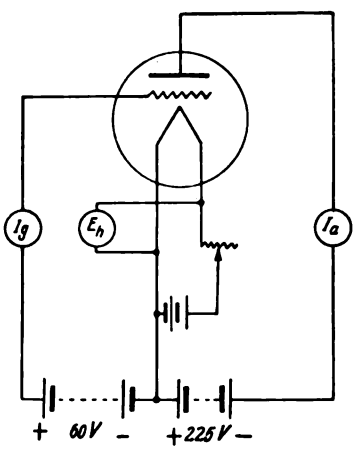
K. S. Weaver und **W. J. Jones.** Fabrikmäßige Prüfung von Röhren. (Production testing of vacuum tubes.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 336—349, 1930. Westinghouse Lamp Co., Bloomfield (N. J.).

Die Röhrenprüfung mit automatischen Maschinen, die im Stande sind, in der Stunde 5000 Röhren zu

Digitized by Google

prüfen, ist der Gegenstand dieser Arbeit. Die Röhren sind mit ihren Fassungen an einer rotierenden Trommel befestigt, auf der ihnen durch Schleifringe mit Bürsten die nötigen Spannungen zugeleitet werden. Wenn eine Röhre bei der Prüfung irgendeiner Eigenschaft die zulässige Grenze überschreitet, wird sie mit Hilfe von Relais und einer elektromagnetischen Anordnung aus der Trommel entfernt und auf ein laufendes Band gebracht. Die Röhren, die innerhalb der Toleranz geblieben sind und nicht ausgeschieden wurden, werden durch eine Art Kamm den Fassungen auf der Trommel entnommen und ebenfalls einem laufenden Bande zugeführt. Es können z. B. fünf laufende Bänder gleichzeitig verwendet werden zur Trennung folgender Röhren:

1. schadhafter, 2. Röhren mit schlechtem Vakuum, 3. solcher mit zu geringer Emission des Glühfadens, 4. Röhren mit zu hohem oder zu niedrigem Anodenstrom, 5. guter Röhren, die alle elektrischen Prüfungen bestanden haben.



Die Prüfungen beziehen sich auf alle möglichen Eigenschaften: mechanische Festigkeit (Fallenlassen der eingepackten Röhren aus einer Höhe von 1 m), Lebensdauer, Steilheit, Durchgriff und innerem Widerstand, Isolation zwischen den einzelnen Zuführungen usw.

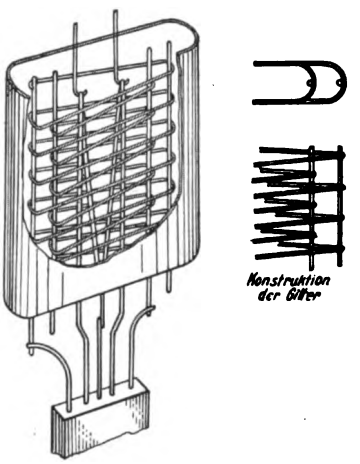
Wie verschiedene Prüfungen mit derselben Anordnung vorgenommen werden können, soll z. B. das nebenstehende Bild zeigen. Die Anordnung liefert

1. Prüfung der Emission, indem man die Heizspannung E_h mißt, die nötig ist, um einen bestimmten Strom (J_g) zwischen dem Glühfaden und dem gegen den Glühfaden positiven Gitter zu erhalten.
2. Prüfung auf Gasinhalt durch Ablesung des Stroms J_a in der Anodenleitung (Anode negativ gegen den Glühfaden),
3. der Isolation, indem man bei abgeschalteter Heizspannung den in der Gitterleitung fließenden Strom mißt.

In der Einleitung betonen die Verfasser, daß solche Röhren-Prüfungen heute viel wichtiger sind als früher, da man heute für jeden besonderen Zweck Spezialröhren herstellt. J. Zenneck.

H. A. Pidgeon und **J. O. McNally** (Bell Tel. Lab.). Eine Untersuchung über die Ausgangsleistung von Röhren verschiedener Typen. (A study of the output power obtained from vacuum terbes of different types.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 266—293, 1930.

Die Arbeit ist durch folgendes Bedürfnis veranlaßt. Die Verwendung einer großen Anzahl von Verstärkerröhren im Telephonbetrieb zwang dazu, sämtliche Röhren mit derselben Anodenspannung (normalerweise 130 Volt) und derselben Heizspannung (in der Regel 5 Volt) zu betreiben. Es ist also wichtig, die Röhren



so zu bauen oder zu verwenden, daß sie unter diesen Umständen eine maximale Ausgangsleistung liefern. Dabei besteht als wichtige Nebenbedingung die, daß die Verzerrung unter einem gewissen Maß bleiben muß. Das wird beurteilt, indem dem Gitter der Röhre, die daraufhin geprüft werden soll, eine sinusförmige Spannung zugeführt und im Anodenstrom die Größe der zweiten und dritten Harmonischen gemessen wird.

In der Arbeit werden zuerst Messungen dieser Art für zwei sehr gebräuchliche Röhren der Bell Tel. Co. (Type 101 — D und 104 — D) angegeben. Dann wird die Frage erörter und im allgemeinen verneint, ob Doppelgitterröhren (Raumladungs- und Schutzgitterröhren) nach den Richtungen, auf die es in dieser Arbeit ankommt, vor der Eingitterröhre Vorteile haben. Endlich wird eine neue Doppelgitterröhre unter dem Namen „co-planar grid tube" beschrieben, bei der die beiden Gitter (das auf positiver Spannung befindliche und das Steuergitter) sich nebeneinander in derselben Ebene befinden (vgl. nebenstehendes Bild). Nach den Messungen der Verfasser hat diese Doppelgitterröhre manche Vorteile vor der Eingitterröhre und vor den Doppelgitterröhren, bei denen die beiden Gitter hintereinander liegen; sie ist aber natürlich auch schwerer herzustellen.

J. Zenneck.

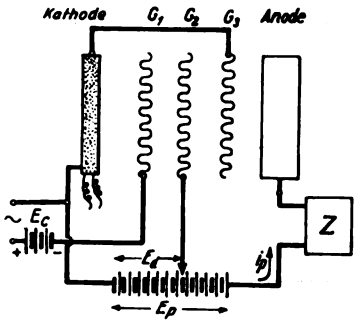
S. Ballantine und **H. L. Cobb.** Leistungscharakteristik der Pentode (Dreigitterröhre). (Power output characteristics of the pentode.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 450—470, 1930.

Die Dreigitterröhre, mit der sich die Arbeit beschäftigt, ist nach Bild 1 geschaltet. Es ist also im wesentlichen eine Schutzgitterröhre nach Schottky, in die zwischen Anode und Schutzgitter G_2 ein weiteres, auf der Spannung des Glühfadens befindliches Gitter G_3 gebracht ist. Der Gedanke dabei ist der, den ungünstigen Einfluß der Sekundär-Elektronen, die sich an der Anode bilden, niedrig zu halten. Die Sekundär-

Digitized by Google

Elektronen, die an der Anode erzeugt werden, haben gegen das Feld zwischen Anode und drittem Gitter G_3 anzulaufen.

Untersucht, und zwar theoretisch und experimentell, wird hauptsächlich die verzerrungsfreie Leistungsabgabe eines solchen Rohres unter den verschiedensten Bedingungen. Dabei wird unter verzerrungsfreier



Leistungsabgabe gegenwärtig meist verstanden die Leistungsabgabe an einem induktionsfreien Ausgangswiderstand, wenn bei sinusförmiger Gitterspannung der Verzerrungsfaktor 5 % ist. Mit Verzerrungsfaktor ist gemeint die Größe

$$D=\left(\frac{E_1^2+E_2^2+\cdots E_k^2}{E_1^2}\right)^{1/2},$$

wenn E_1, E_2 . . . . . E_k die Amplitude der Grundschwingungen bzw. der zweiten . . . k-ten Harmonischen ist. Die so definierte verzerrungsfreie Leistungsabgabe ist abgesehen von ihrer Willkür auch deshalb bedenklich, weil bei kleinen Leistungen die „verzerrungsfreie" Leistung unter sonst gleichen Umständen dem Quadrat des zugelassenen Wertes von D proportional ist. Würde man also 10 % Verzerrung zulassen, so würde bei derselben Röhre die verzerrungsfreie Leistung das vierfache derjenigen bei der gegenwärtigen Abmachung von 5 % betragen.

Ein zweiter Faktor, der dazu dienen kann, die Leistung von Röhren zu kennzeichnen, ist die „Leistungsempfindlichkeit" S. Damit meinen die Verfasser den Ausdruck $S=\sqrt{W}/E_g$, in dem W die Ausgangsleistung und E_g der Effektivwert der Gitterspannung ist.

Die Ergebnisse der Messungen an einer Dreigitterröhre werden in Form von Kurven und die verzerrungsfreie Leistungsabgabe als Funktion des Ausgangswiderstandes und der Spannung des Steuergitters auch als Fläche wiedergeben. Die Röhre wird mit einer Eingitterröhre (171 — A) — beide unter optimalen Bedingungen — verglichen und es wird festgestellt, daß die Leistungsempfindlichkeit der untersuchten Dreigitterröhre = derjenigen der untersuchten Eingitterröhre + einem Verstärker mit der Spannungsverstärkung 3,3 ist.

J. Zenneck.

A. E. Thiessen. Die genaue Prüfung von Niederfrequenzverstärkern in der Fabrikation (The accurate testing of audio amplifiers in production). Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 231—242, 1930.

Es wird eine Apparatur zur fabrikationsmäßigen Prüfung von Niederfrequenzverstärkern beschrieben. Das Wesentliche bei dieser Vorrichtung ist die Vermeidung einer direkten Messung von Eingangs- und Ausgangsleistung. Das Prinzip der Verstärkungsmessung zeigt Bild 1. Der Niederfrequenz-Generator G liefert über eine variable Dämpfung D die Eingangsspannung des Verstärkers. Der Ausgang des Verstärkers ist mit dem frequenzunabhängigen Widerstand Z belastet, wobei die Wechselspannung z mit dem Voltmeter V abgelesen wird. Bei der Messung wird lediglich die Einstellung der variablen Dämpfung D ermittelt, die zur Erzielung einer festgelegten Ausgangsspannung erforderlich ist; man vergleicht diese Einstellung mit der Einstellung für einen Standard-Verstärker. Diese Messung wird für verschiedene Generatorfrequenzen durchgeführt.

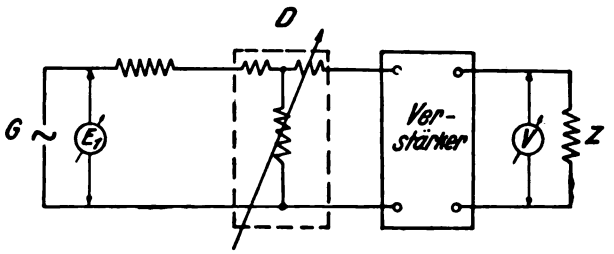


Bild 1.

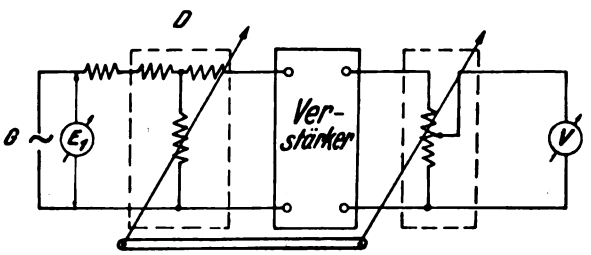


Bild 2.

Die Anordnung zur Ermittlung des „Ueberlastungspunktes" zeigt Bild 2. Dabei ist die Eingangsdämpfung zwangsläufig mit einer Schwächung der an das Ausgangsvoltmeter gelangenden Spannung kombiniert, und zwar in der Weise, daß bei Verringerung der Eingangsdämpfung und konstantem Verstärkungsgrad des zu prüfenden Verstärkers das Ausgangsvoltmeter einen konstanten Wert anzeigt. Sobald der Voltmeterausschlag sinkt, ist der Ueberlastungspunkt erreicht.

P. Hermannspann.

R. A. Bragen und **H. C. Forbes.** Eine Kondensatorbrücke zur fabrikationsmäßigen Prüfung von Drehkondensatoren. (A condenser bridge for factory inspection of variable condensers.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 123—136, 1930.

Mit der Forderung großer Trennschärfe bei Rundfunkempfängern ist die Frage nach dem Gleichlauf von Abstimmkreisen wichtig geworden. Die Verfasser hatten im Jahre 1925 die Aufgabe, eine Prüfvorrichtung zu schaffen, die den Gleichlauf von Kondensatorsätzen kontrollierte, wobei jeder Satz aus 6 auf der gleichen Achse sitzenden Drehkondensatoren bestand. Es wurde eine Brückenanordnung benutzt, deren Schaltbild in Bild 1 wiedergegeben ist.

C_1 und C_2 sind die zu prüfenden Kondensatoren, die bei J, J an die Brücke angeschlossen werden.

Digitized by Google

Die 4 Brückenzweige werden von den beiden Widerständen R_1 und R_2 und von den Kapazitäten $C_1 + C'$ und $C_2 + C''$ gebildet. Die Widerstände Rp und die

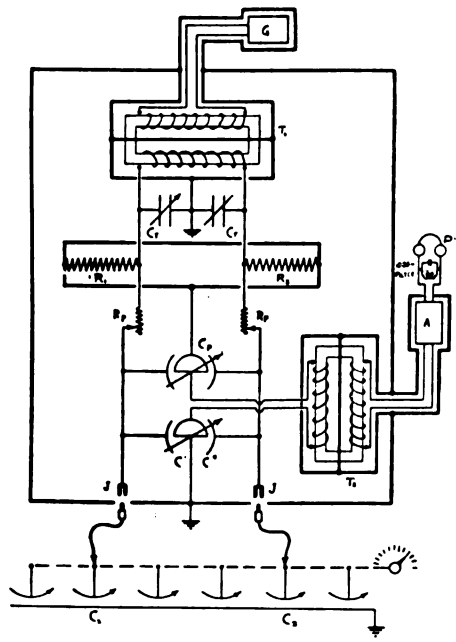


Bild 1.

Kapazitäten Cp dienen zum genauen Phasenabgleich, während C_T Unsymmetrien in den Erdungskapazitäten des Eingangs ausgleicht. Bemerkenswert sind die mit statischen Schirmen versehenen Eingangs- und Ausgangs-Transformatoren. Die Kondensatoren C' und C'' besitzen einen gemeinsamen Rotor, so daß die Differenz zwischen den zu prüfenden Kondensatoren C_1 und C_2 unmittelbar an der Rotoreichung abgelesen werden kann.

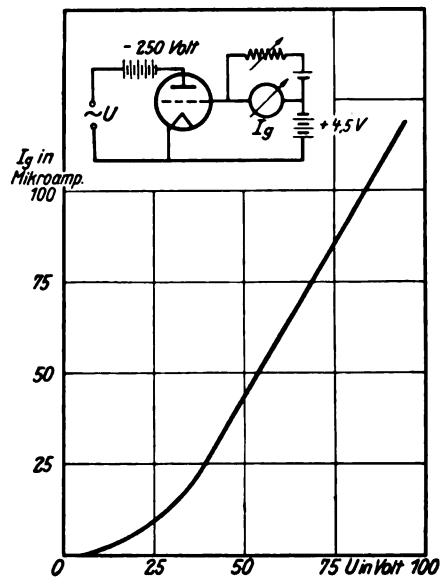
Sind die zu prüfenden Kondensatoren angeschlossen, so kann die eine Hand des Prüfers die Achse des Kondensatorsatzes langsam drehen, während die andere Hand bei C', C'' jeweils so einstellt, daß die Größe der Abweichung vom Gleichlauf abgelesen werden kann. Mit der von den Verfassern gebauten Einrichtung wurden Kondensatorsätze geprüft, die maximal nicht mehr als 1 $\mu\mu F$ voneinander abweichen durften. P. Hermannspann.

M. Boella. Röhrenvoltmeter. (Voltmetri elettronici.) Elettrotecnica **16**, 667, 1929.

Es werden drei Arten von Röhrenvoltmetern beschrieben und Angaben über ihre Empfindlichkeit und Verwendungsmöglichkeiten gemacht.

1. Dreielektrodenvoltmeter mit Anodengleichrichtung, wobei eine Vierelektrodenröhre der Type Radiotron UX *222*, deren besonderer Vorzug eine geringe Eingangskapazität von 3,6 cm und ein hoher Gitterisolationswiderstand von über 10^9 Ohm ist, in Anodenschutzschaltung benutzt wird. Das ohne Kompensation im Anodenkreis liegende Indikatorinstrument gibt für 3 Volt Wechselspannung einen Ausschlag von 0,1 mA bei parabolischer Eichkurve. Die Konstanz des Voltmeters wird beim Betrieb mit Trockenbatterien mit 0,3% angegeben. Die Abweichungen zwischen Frequenzen von 50 Hz und 470 kHz betragen nur *2* %.

2. Voltmeter mit Invers-Triode. Bei der im Bild dargestellten Anordnung ist die Rolle von Gitter und Anode vertauscht, indem das Gitter ein schwach positives, konstantes Potential erhält, während die Wechselspannung der stark negativ vorgespannten Anode zugeführt wird. Der Gitter-strom wird kompensiert. Der Meßbereich betr[illegible] eine Philips A 435 Röhre und eine Anodenvorsp[illegible] von —250 Volt etwa 20—80 Volt Wechselsp[illegible]ng. Die Anodenkapazität der angegebenen Röhre [illegible]ägt 2,3 cm.



3. Schließlich wird noch ein Scheitespannungsvoltmeter mit Zweielektrodenröhre beschrieben, das in bekannter Weise arbeitet. Unterhalb Wechselspannungen von 2 Volt macht sich die innere EMK der Ventilröhre störend bemerkbar.
H. E. Hollmann.

R. C. Colwell. Wettervorhersage auf Grund von Intensitätsmessungen. I. (Weather forecasting by signal radio intensity: part I.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 533—543, 1930.

Der Verfasser hat von Morgantown (West-Virginia) auf eine Entfernung von 110 km die Intensität der Station KDKA in Pittburgh (Pa.), die etwa auf demselben Meridian liegt, mit einem Shaw-Recorder aufgenommen. Er findet dabei, daß das Verhältnis der Nachtintensität zur mittleren Tagesintensität von der Wetterlage abhängt. Er glaubt aus seinen Beobachtungen schließen zu dürfen, daß eine Zunahme der Intensität beim Uebergang zu den Nachtverhältnissen im allgemeinen Neigung zu regnerischem Wetter, abnehmende Intensität Neigung zur Aufklärung bedeutet und daß gleichbleibende Intensität auch auf eine Fortdauer des bestehenden Wetters rechnen läßt. Die Regel bestätigte sich nicht, wenn Stürme direkt aus dem Süden kamen.

Der Verfasser beansprucht die Gültigkeit der angegebenen Regel nur für die Gegend, in der er seine Messungen gemacht hat. Man wird aber selbst für diese Gegend bezüglich seiner Ergebnisse etwas vorsichtig sein müssen, da sein Beobachtungsmaterial sehr dürftig ist. In der Zeit vom 2. Juni 1927 bis 29. Januar 1929 wurden zum Beispiel nur 15 Aufnahmen gemacht.
J. Zenneck.

Digitized by Google

Band 36 Oktober 1930 Heft 4

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite

R. Roosenstein: Die Fortleitung hochfrequenter elektrischer Schwingungsenergie (Schluß). (Mit 12 Bildern im Text) . . . 121
W. Wundt: Ueber freie Schwingungen einer Elektronenröhre mit Lecher-System. Barkhausen-Kurz-Schaltung. (Mit 16 Bildern im Text) . . . 133
Fred v. Ardenne: Ueber Verstärkerröhren mit photoelektrischer Emission. (Mit 11 Bildern im Text) . . . 146

Referate

W. Harrison (A. Scheibe): Piezoelektrische Oszillatoren in Gegentaktschaltung. (Mit 5 Bildern im Text) . . . 151
J. C. Heaton und W. H. Brattain (A. Scheibe): Ein tragbarer Temperaturkonstanter Piezo-Oszillator. (Mit 1 Bild im Text) . 152
W. Cand und R. B. Wright (A. Scheibe): Neue Piezo-Schwingungen mit Quarzzylindern, deren Achsen parallel zur optischen Achse geschnitten sind. (Mit 6 Bildern im Text) . . . 153

Seite

J. E. P. Vigoureux (A. Scheibe): Der quarzgesteuerte Röhrensender. (Mit 6 Bildern im Text) . . . 154
F. H. Drake, G. W. Pierce und M. T. Dow (J. Zenneck): Messung der Dielektrizitätskonstanten und d. Brechungsexponenten von Wasser und wässerigen Lösungen von KCl bei hohen Frequenzen 156
A. H. Davis und E. J. Evans (J. Zenneck): Messung der akustischen Absorption verschiedener Materialien nach der Methode der stehenden Wellen. (Mit 2 Bildern im Text) . . . 157
H. Jinuma (J. Zenneck): Eine Methode zur Messung des Hochfrequenzwiderstandes eines Schwingungskreises. (Mit 1 Bild im Text) . . . 158

Industrie-Rundschau

Oskar Selinger: Präzisions-Meßkondensatoren und Meßbrücken. (Mit 6 Bildern im Text) . . . 159

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements sind zu richten an Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig C 1, Schloßgasse 9,
alle Anfragen betr. Inserate an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W. 35, Genthinerstr. 32.

Die Fortleitung hochfrequenter elektrischer Schwingungsenergie*)

Von **H. O. Roosenstein.**

Aus den Laboratorien der Telefunken-Gesellschaft, Berlin.

Schluß.**)

Zweiter Teil.

Daten von Leitungen, die in der Praxis Anwendung finden.

Die Eigenschaften einer Hochfrequenzleitung werden bestimmt durch ihre Dämpfung und ihren Wellenwiderstand. Es werden im folgenden diese beiden Größen rechnerisch bestimmt, sofern nicht schon allgemein bekannte Formeln vorliegen.

Sodann werden Methoden angegeben, die es gestatten, bei den höchsten in Betracht kommenden Frequenzen die Dämpfung und den Wellenwiderstand zu ermitteln, und die nach diesen Methoden gefundenen Resultate werden mit den theoretischen Werten verglichen. Bei der Rechnung ist immer vorausgesetzt, daß sich die Leitungen in einer Höhe über der Erde befinden, die klein gegenüber λ ist.

I. Die Wellenwiderstände.

1. Theoretische Formeln für Wellenwiderstände verschiedener Leitungen.

a. Der Wellenwiderstand von konzentrischen Rohrleitungen.

Für die Kapazität pro Längeneinheit von zwei konzentrischen Zylindern mit Halbmessern r_a und r_i gilt die bekannte Formel

$$K = \frac{1}{2c^2 \ln \frac{r_a}{r_i}} \; cgs\text{-Einheiten} \qquad (12)$$

Weiter ist bekannt, daß wenn c die Lichtgeschwindigkeit vorstellt, für Leitungen beliebiger Art gilt:

$$c^2 K L = 1 \qquad (13)$$

falls, wie hier immer vorausgesetzt sei, ε und μ des den Leiter umgebenden Mediums gleich 1 sind.

Aus Gleichung (12) und (13) findet man für den Wellenwiderstand der Formel[5])

$$W = \sqrt{\frac{L}{K}} = 60 \ln \frac{r_a}{r_i} \text{ Ohm.} \qquad (14)$$

b. Der Gegentakt-Wellenwiderstand von Doppeldrahtleitungen.

Die Schleifenkapazität pro Längeneinheit (d. h. die Kapazität zwischen den beiden Drähten) von Doppeldrahtleitungen beträgt nach einer bekannten Annäherungsformel

$$K = \frac{1}{4c^2 \ln \frac{d}{\varrho}} \cdot cgs\text{-Einheiten.} \qquad (15)$$

Hieraus ergibt sich mit Hilfe von Formel (13) für den Gegentakt-Wellenwiderstand, d. h. für den Wellenwiderstand falls die beiden Drähte in Gegentakt schwingen:

$$W = 120 \ln \frac{d}{\varrho} \text{ Ohm.} \qquad (16)$$

In dieser Annäherungsformel ist die Drahtentfernung d groß gegenüber dem Drahthalbmesser ϱ vorausgesetzt.

*) Dissertation Dresden.
) I. Teil ds. Z. **36, 81, 1930.

[5]) Siehe z. B. M. Abraham und A. Föppl. Theorie der Elektrizität I, (S. 298), Berlin 1923.

Digitized by Google

1c. Der Gleichtakt-Wellenwiderstand von Doppeldrahtleitungen.

Die oben angegebene Formel für den Gegentakt-Wellenwiderstand ist der normal giltige Wert, falls der eine Leiter als Rückleiter gebraucht wird. Es ist dagegen bei der später zu vermeldenden Unsymmetrie der Leitungen von Wert, den Wellenwiderstand zu kennen, falls die beiden Leiter parallel geschaltet sind, und die Erde also als Rückleiter für die Schwingungen benutzt wird.

Die Simultankapazität von den beiden parallel geschalteten Drähten gegenüber Erde beträgt[6]):

$$K' = \frac{1}{c^2 \ln \frac{4h^2}{(a \cdot \varrho)}} \; cgs\text{-Einheiten.} \qquad (17)$$

In der oben genannten Weise leitet man für den Wellenwiderstand, den wir in diesem Falle mit dem Namen Gleichtakt-Wellenwiderstand andeuten, die Formel her:

$$W'' = 30 \ln \frac{4h^2}{d\varrho} \text{ Ohm.} \qquad (18)$$

die giltig ist für den Fall, daß die Höhe h über Erdboden $\gg d \gg \varrho$ ist und der Erdboden so gut leitet, daß die Wellen darin nicht eindringen.

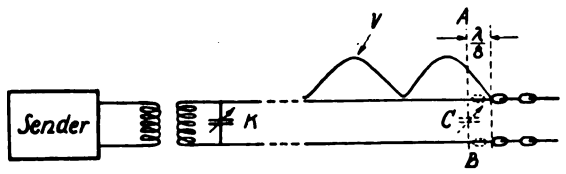


Bild 6.
Messung des Wellenwiderstandes bei sehr hoher Frequenz.

2. Wellenwiderstandsmessungen.

Viele Ursachen, von denen wir nur die Anwesenheit von Isolatoren, von der Erde und von benachbarten Leitungen nennen, trüben in der Praxis das Verhalten von Hochfrequenzleitungen. Es ist deshalb wichtig, den Wellenwiderstand auch unter praktischen Bedingungen messen zu können. Bei niedriger Periodenzahl geschieht eine derartige Messung meistens in der Weise, daß man einmal an der am Ende kurzgeschlossenen und einmal an der am Ende geöffneten Leitung die Anfangsimpedanz der Größe und Phase nach mißt. Das geometrische Mittel zwischen den beiden komplexen Größen liefert dann, wie eine einfache Berechnung zeigt, den gesuchten Wert des Wellenwiderstandes der Leitung. Bei Hochfrequenz in der Größenordnung von $2 \cdot 10^7$ Hertz ist diese Messung undurchführbar, und der Verfasser entwickelte daher eine andere Methode, welche im folgenden näher beschrieben wird.

Es soll der Wellenwiderstand des in Bild 6 abgebildeten Lecher systems gemessen werden.

Das System wird am freien Ende isoliert und durch Ankopplung an den Sender in Schwingung gebracht. Dabei wird die Kapazität K so eingestellt, daß die Leitung in Resonanz ist. Sodann wird die Leitung um $\frac{\lambda}{8}$ verkürzt und wieder am Ende isoliert. Das sich nunmehr bis AB erstreckende System wird durch einen neuen Kondensator C am freien Ende wieder in Resonanz gebracht. Es sei C_0 der Resonanzwert des Kondensators C, dann gilt für den Wellenwiderstand die Gleichung:

$$W = \frac{1}{\omega C_0}$$

Beweis.

Es geht nämlich aus den Telegraphengleichungen für annähernd verlustfreie Leitungen — denn auf solche beziehen sich die hiesigen Messungen — nach Formel (2) hervor, daß die Impedanz am Anfang einer am Ende geöffneten Leitung gegeben ist durch die Formel

$$\mathfrak{Z}_a = \frac{\mathfrak{B}_a}{\mathfrak{J}_a} - - = -j W \operatorname{ctg} a.$$

Die Verstimmung der Lecherdrähte durch Verkürzung um $\frac{\lambda}{8}, \left(a = \frac{\pi}{4}\right)$ kann daher wieder behoben werden, indem man einen Kondensator C_0 an das Ende der Leitung schaltet, dessen Kapazität der Gleichung

$$\frac{-j}{\omega C_0} = -j W \operatorname{ctg} \frac{\pi}{4}$$

oder

$$\frac{1}{\omega C_0} = W \text{ genügt.}$$

Ausführung der Messung.

Bei einer Wellenlänge von 26,7 m wurde folgender Versuch gemacht. Die Kapazität des $\frac{26{,}7}{8} = 3{,}34$ m langen freien Endes des Lechersystems wurde ersetzt durch einen Kreisplattenkondensator, der zu diesem Zweck so abgeändert war, daß seine Kapazität der Berechnung zugänglich wurde. Es wurde experimentell festgestellt, daß eine Plattenentfernung von 6,0 mm erforderlich war, damit die Kapazität des Kondensators die durch die Verkürzung des Systems erzeugte Verstimmung wieder behob. Hiermit berechnete sich die Kapazität zu

$$C_0 = 25 \text{ cm}^7)$$

Der Wellenwiderstand ergibt sich aus diesen Zahlen zu

$$W = 527\ \Omega$$

Die Uebereinstimmung mit dem theoretischen Wert, gefunden aus der Formel

$$W = 120 \ln \frac{d}{\varrho} = 120 \ln \frac{100}{1{,}5} = 500\ \Omega$$

wobei d die Entfernung und ϱ den Halbmesser der Drähte bedeutet, ist so gut, als es nach Möglichkeit von dem Experiment zu erwarten war.

II. Die Dämpfung.

1. Theoretische Formeln.

1a) Berechnung der Dämpfung von Doppeldrahtleitungen.

Wir setzen voraus, daß die Leitungen praktisch nicht strahlen, und werden später prüfen, inwiefern

[6]) Siehe F. Breisig, Theoretische Telegraphie, S. 66.

[7]) Zur Messung von dieser sehr kleinen Kapazität waren nicht genügend zuverlässige Instrumente vorhanden.

Digitized by Google

diese Voraussetzung mit der Wirklichkeit übereinstimmt.

Für eine Leitung, die eine sehr geringe Ableitung aufweist — und das ist bei den Hochfrequenzleitungen immer der Fall —, gilt für das Dämpfungsmaß die bekannte Näherungsformel:

$$\beta = \frac{R}{2W} = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{K}{L}}.$$

Man kann für den Wellenwiderstand schreiben:

$$W = 120 \ln d/\varrho \ \Omega.$$

Es ist also noch die Kenntnis des Widerstandes R bei der betreffenden Frequenz der Leitung erforderlich. Für unsere Zwecke ist eine genaue theoretische Kenntnis nicht nötig und wir nehmen deshalb an, daß die Stromverteilung auf der Zylinderoberfläche des einen Drahtes durch das von dem anderen Drahte herrührende magnetische Feld nicht merklich beeinflußt wird. Weiter wird angenommen, daß die Frequenz so hoch ist, daß die Eindringtiefe der Wellen im Drahtmaterial der einfachen Formel:

$$a = \frac{1}{\sqrt{(2\pi \cdot \mu \cdot \sigma \cdot \omega)}}$$ [8])

genügt. Mit Eindringtiefe ist in diesem Falle die Tiefe bezeichnet, in welcher die Stromdichte nur noch der e-te Teil der Stromdichte an der Drahtoberfläche ist, während σ die Leitfähigkeit in elektromagnetischem Maß bedeutet. Es läßt sich zeigen, daß der effektive Widerstand eines solchen Leiters sich einfach berechnen läßt mit der Annahme, daß der gesamte, den Leiter durchfließende Strom gleichmäßig in einer Oberflächenschicht mit der Dicke a verteilt ist.[8]) Man findet für Kupfer die Formel:

$$R = \frac{1}{\varrho_{mm}} \sqrt{1 : (1{,}83 \cdot \lambda_m)} \ \Omega/m$$

Für einige für unser Problem in Frage kommende Wellenlängen sind die Werte von R in der nachfolgenden Tabelle zusammengefaßt.

Drahtdurchmesser in Millimetern:

Wellenlänge m	0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	6,0	10,0
10	0,94	0,46	0,31	0,23	0,15	0,11	0,08	0,046
15	0,78	0,39	0,25	0,19	0,125	0,095	0,063	0,038
20	0,66	0,32	0,21	0,16	0,11	0,08	0,053	0,032
25	0,60	0,30	0,20	0,15	0,10	0,075	0,05	0,035
30	0,55	0,28	0,19	0,14	0,09	0,07	0,048	0,028

Die Zahlen der Tabelle geben den Widerstand in Ω/m Drahtlänge.

Bei Verwendung der Tabelle für Doppeldrahtleitungen muß man beachten, daß bei diesen für R der doppelte des in der Tabelle verzeichneten Wertes einzusetzen ist.

Beispiel.

Die Doppeldrahtleitung, an der die im Folgenden erwähnten Messungen gemacht wurden, hatte eine Drahtentfernung von 16,5 cm, während die Drahtstärke 2 mm betrug. Es ist also

$$W = 120 \ln \frac{16{,}5}{0{,}1} = 610 \ \Omega$$

und es ergibt sich unter Benutzung der obigen Tabelle für die Betriebswelle von 14,84 m ein Dämpfungsmaß von

$$\beta = \frac{0{,}19}{610} = 0{,}031 \ \%/m$$

1b) Das Güteverhältnis von Doppeldrahtleitungen und Energieleitungen aus konzentrischen Rohren.

Wenn in einer Leitung mit Wellenwiderstand W sich eine fortschreitende Welle mit der Stromstärke I bewegt, so beträgt die durch die Welle übertragene Leistung

$$P_w = W \cdot I^2$$

Vernachlässigt man die Ungleichförmigkeit der Stromverteilung im ersten Leiter, die durch das magnetische Feld vom zweiten Leiter erzeugt wird, so ist die Leitfähigkeit bei hohen Frequenzen proportional dem Umfang des Leiters. Wird also der Umfang des ersten Leiters mit U_1 und der Umfang des zweiten Leiters mit U_2 bezeichnet, so sind die Verluste pro Längeneinheit proportional mit

$$P_v = I^2 \left(\frac{1}{U_1} + \frac{1}{U_2}\right) \times \text{Const.}$$

weil ja bekanntlich zur Vermeidung von Strahlung im Hin- und Rückleiter gleiche Ströme I fließen müssen. Es ist also das Verhältnis

$$Q' = \frac{P_v}{P_w} = \frac{U_1 + U_2}{W U_1 U_2} \times \text{Const.}$$

ein Maß für die Verluste im Leitersystem.

Unter Anwendung der Formel (14) wird für konzentrische Rohrleitungen

$$Q'_{\text{konz.}} = \frac{r_a + r_i}{120\pi r_a \cdot r_i \ln \frac{r_a}{r_i}} \times \text{Const.}$$

während für Paralleldrahtleitungen die Formel

$$Q'_{\text{par.}} = \frac{1}{120\pi \cdot \varrho \cdot \ln \frac{d}{\varrho}} \times \text{Const.}$$

entsteht. Das Verhältnis der relativen Verluste der beiden Leitungsarten ergibt sich somit zu:

$$\frac{Q'_{\text{konz.}}}{Q'_{\text{par.}}} = \frac{(r_a + r_i)\,\varrho \ln \frac{d}{\varrho}}{r_a \cdot r_i \ln \frac{r_a}{r_i}}$$

Als Beispiel vergleichen wir eine Rohrleitung ($r_a = 5{,}2$ und $r_i = 1{,}7$ cm) mit einer Doppeldrahtleitnug ($d = 15$ und $\varrho = 0{,}3$ cm) und finden für das Verhältnis

$$\frac{Q'_{\text{konz.}}}{Q'_{\text{par.}}} = 0{,}82$$

Die Leitung aus konzentrischen Rohren weist also in diesem Falle die geringeren Verluste auf.

[8]) s. z. B. Armagnat et Brillouin, Les mesures en haute fréquence, Chiron Paris.

Digitized by Google

2. Messung der Dämpfung.

Die Dämpfung von Lecherleitungen ist wiederholt gemessen worden, und zwar in der verschiedensten Weise. Wuckel[9]), Kartschagin[10]) und Arkadiew[11]) haben versucht, auf den Drähten reine fortschreitende Wellen zu erzeugen, um so die Dämpfung der Wellen als prozentuale Abnahme der Amplitude pro Längeneinheit direkt messen zu können. Rössler[12]) hat eine Resonanzmethode angewendet, bei der die Länge des Systems variiert und der Strom in Abhängigkeit der Länge gemessen wurde.

Es wird im Folgenden eine vom Verfasser herrührende Methode angewendet werden, bei welcher an der Leitung selbst nichts geändert zu werden braucht, während die Dämpfung nicht als Differenz zweier Meßwerte, sondern direkt aus der Messung hervorgeht. Das Prinzip dieser Messungen wurde schon im 1. Teil, Abschn. I, 4, erwähnt, und es wurde dort auch gezeigt, daß für die Dämpfung gilt:

$$b = \pi\, k/\lambda.$$

Um die Dämpfung zu messen, muß man also den Spannungsverlauf in der Nähe eines Spannungsknotens ermitteln, aus der gefundenen Spannungskurve die Knotenbreite bestimmen und die Wellenlänge des benutzten Senders kennen. Für die Spannungsmessung wurde ein geeignetes Instrument konstruiert.

Theorie der Dämpfungsmessungen.

Spannungsmessungen bei Wechselstrom haben, theoretisch betrachtet, nur in besonderen Fällen einen eindeutigen Sinn, weil ja bekanntlich in magnetischen Wechselfeldern das Linienintegral der elektrischen Feldstärke eine andere Größe als 0 hat und somit ein eindeutiges Potential nicht definiert werden kann. Für Lecherleitungen dagegen kann man (s. z. B. F. Ollendorf, Grundlagen der Hochfrequenztechnik, Berlin 1926, S. 446) in Ebenen senkrecht zur Leitung ein ebenes Potential definieren, und weil mit Hilfe dieses Potentials die Telegraphengleichungen abgeleitet worden sind, muß man es zur Bestimmung der Knotenbreite messen.

In einiger Entfernung von den Drähten sinkt dieses Potential schnell auf einen Wert herab, welchen wir für die betreffende Ebene als Null bezeichnen wollen. Um die Spannung der Leitung gegen diesen Teil des Feldes zu messen, vergleichen wir sie mit der Spannung eines Hilfskörpers H in diesem Teile des Feldes. Dazu wird ein winzig kleiner Kondensator C_0 mit dem einen Belege mit dem Punkt der Leitung, dessen Potential gemessen werden soll, verbunden. Der andere Beleg wird mit einem Drahte von vernachlässigbarer Kapazität mit dem Körper H verbunden. Wenn die Freiraumkapazität von H groß ist gegenüber der Kapazität C_0, ist die Stromstärke $I = V\,\omega\,C_0$ ein Maß für die unbekannte Spannung V.[13]) Durch einen abgestimmten Kreis, der noch näher besprochen wird, wird die kleine Stromstärke I auf einen meßbaren Wert herauftransformiert. Bei den ersten Ausführungen bestand die Kapazität C_0 aus zwei isolierten Drähten, die ineinander gehakt waren. Der eine dieser Drähte war sehr kurz, und am freien Ende, das an die Leitung gelegt wurde, blank gemacht. Der andere Draht war ca. 70 cm lang und führte nach der Meßanordnung, die zur Erhöhung der Empfindlichkeit auf die Welle abgestimmt war. Es zeigte sich aber in der Praxis, daß der letztgenannte Draht zuviel Kapazität hatte: selbst wenn seine Stärke nur 0,07 mm gewählt wurde, zeigte das Instrument schon einen Ausschlag, wenn es in einer Entfernung von 50 cm von der Leitung gehalten wurde. Dieser Fehler wurde sodann durch die vollständige Abschirmung des Instrumentes behoben.

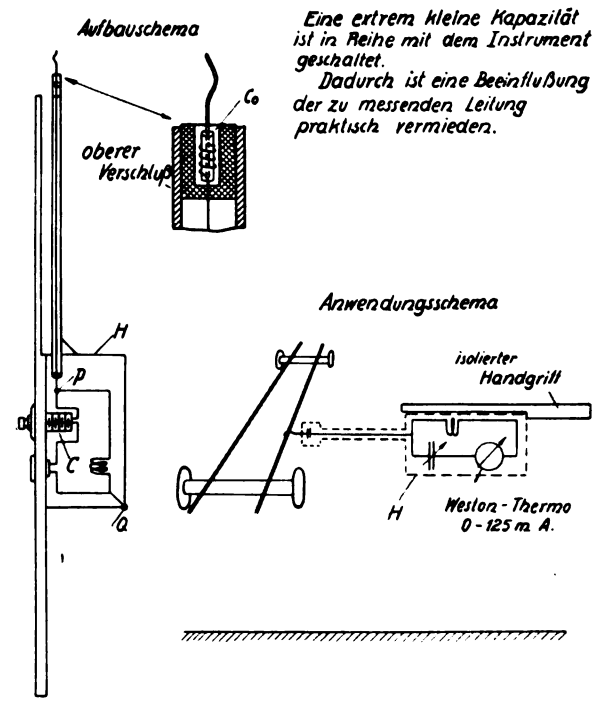


Bild 7.
Instrument zur Messung der Spannung an Hochfrequenzleitungen.

So entstand das Instrument, das in Bild 7 schematisch abgebildet ist und dessen Verwendung in den Bildern 13—15 gezeigt wird.

Wie aus dem Bild ersichtlich, besteht das Instrument aus einem Faraday-Käfig mit einem rohrartigen Ansatz. Das eigentliche Ableseinstrument ist ein Weston Thermogalvanometer mit 150 mA Skalenausschlag. Dieses Galvanometer mißt den Strom in einem Schwingungskreise, dessen einer Pol mit dem Gehäuse H verbunden ist. Der andere Pol ist durch das fast einen Meter lange Rohr geführt und ist am Ende dieses Rohres über einen winzigen Kondensator C_0, dessen Kapazität vielleicht 0,3 cm beträgt, mit einem sehr kleinen Haken verbunden, mit dem die zu messende Leitung berührt wird. Bei Benutzung wird der Kreis vorzugsweise auf eine größere Welle als die Betriebswelle abgestimmt; damit er sich für die Betriebswelle zwischen den Punkten P und Q wie eine Kapazität verhält. Im entgegengesetzten Falle würde der Kreis sich wie eine Induktivität verhalten und es kann unter Umständen vorkommen, daß diese Induktivität den kapazitiven Widerstand des Kondensators C_0 ganz oder teilweise

[9]) G. Wuckel, Ann. d. Phys. 73, 427, 1924.
[10]) W. Kartschagin, Ann. d. Phys. 67, 325, 1922.
[11]) W. Arkadiew, Ann. d. Phys. 58, 105, 1919.
[12]) E. Rössler, Diss. Dresden, E. N. T. 4, 281, 1927.
[13]) Man hätte auch die Spannung zwischen den beiden Drähten messen können. Diese Methode wurde in ähnlicher Ausführung von L. Binder (E.T.Z. Heft 20—22, 1915) zur Messung der Form der Stirn von Wanderwellen verwendet.

Digitized by Google

ausgleicht und das Instrument mehr oder weniger als ein Voltmeter mit zu geringem inneren Widerstand wirkt. In der Regel wurde also in der Weise gearbeitet, daß der Kondensator im Schwingungskreis nicht kleiner gemacht wurde, als für die Erreichung der erforderlichen Empfindlichkeit absolut notwendig war. Die Kapazität des Instruments war dann so gering, daß es sogar in den Spannungsbäuchen angelegt werden konnte, ohne die Schwingung auf der Leitung allzuviel zu beeinflussen.

Bei der beschriebenen Anordnung war also die obere Oeffnung des Rohres mit dem herausragenden Haken die einzige spannungsempfindliche Stelle; wurde diese durch eine mit dem Gehäuse verbundene Kappe verdeckt, so konnte das Instrument in allen Lagen in die Nähe und in Berührung mit der Leitung gebracht werden, ohne daß es nennenswerte Ausschläge zeigte. Im Verwendungszustand gab das Instrument in allen Lagen in der zu den Drähten senkrechten Ebene auf einige Prozent dieselbe Empfindlichkeit; sogar, wenn es etwas schräg gegen die Drähte gehalten wurde, änderte sich der Anschlag kaum merklich. Berührung der Außenhülle mit der Hand ergab, wie zu erwarten war, nur eine ganz kleine Vermehrung der Empfindlichkeit.

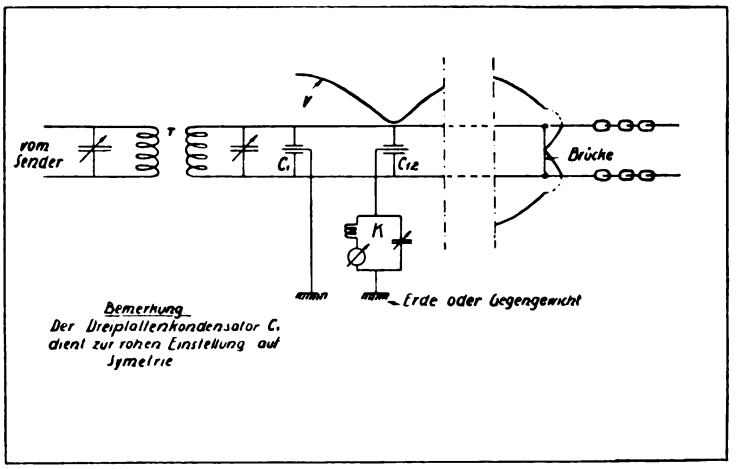


Bild 8.
Mittel zur Einstellung der Symmetrie der Meßanordnung.

Vorsichtsmaßnahmen bei der Messung.

Von den vielen Messungen, welche ausgeführt wurden, soll hier nur eine ausführlich besprochen werden, bei der alle Vorsichtsmaßnahmen angewendet wurden, welche sich in der Praxis als notwendig erwiesen. Diese notwendigen Vorsichtsmaßnahmen können wie folgt zusammengefaßt werden:

1. Es muß kontrolliert werden, ob die Stromverteilung symmetrisch ist.

2. Es muß sichergestellt sein, daß keine Fälschung des Meßergebnisses eintritt, wenn die Schwingungsform nicht rein harmonisch ist.

Bezüglich der unter 1. erwähnten Forderungen zeigte es sich notwendig, die Leitung durch einen besonderen Kunstgriff zu symmetrisieren. Es entsteht nämlich, wie später erörtert werden soll, eine Unsymmetrie dadurch, daß sich der normalen Welle eine zweite Welle überlagert, bei der Strom und Spannung in den beiden Drähten die gleiche Phase haben, während bei der normalen Schwingung diese Größen an einer bestimmten Stelle der Leitung auf den beiden Drähten gegenphasig sind. Bei dieser neuen Welle, die wir im Gegensatz zu der normalen Gegentaktwelle eine „Gleichtaktwelle" nennen wollen, entsteht am nicht geerdeten Ende der Leitung ein Spannungsbauch, gleichgültig, ob dasselbe, wie in der in Bild 8 dargestellten Anordnung, kurzgeschlossen ist oder nicht. Weil bei Kurzschluß am Ende für die Gegentaktwelle ein Spannungsknoten existiert, werden weiter überall auf der Leitung die Spannungsknoten der Gegentaktwelle mit den Spannungsbäuchen der Gleichtaktwelle angenähert zusammentreffen. Der zur Beseitigung dieser hinderlichen Erscheinung angewendete Kunstgriff beruht auf der Tatsache, daß die Gleichtakt-Spannung über der ganzen Leitung = 0 sein muß, wenn man am Anfang der Leitung die Spannung im Spannungsbauch der Gleichtaktwelle = 0 macht.

Es handelt sich also darum, der Gleichtaktwelle in einem Spannungsknoten der Gegentaktwelle eine möglichst widerstandsfreie Erdnung zu geben. In Bild 8 ist gezeigt, daß dies durch den Dreiplattenkondensator C_{12} geschieht, dessen Mittelplatte über den Kreis K geerdet ist. Durch den Kondensator C_{12} sind also die beiden Leitungen über eine gleiche Kapazität mit der Erde verbunden, während der Schwungradkreis K, dessen Impedanz in weiten Grenzen geändert werden kann, so abgestimmt wird, daß er wie eine Induktivität wirkt, welche für die gegebene Frequenz den kapazitiven Widerstand von C_{12} ausgleicht. Für die Gleichtaktwelle besteht also nahezu ein vollkommener Kurzschluß der Leitung mit der Erde. Für die Gegentaktwelle dagegen würde die Mittelplatte des Kondensators, auch wenn sie nicht geerdet wäre, ohnehin schon Nullpotential annehmen. Es wird also durch diesen sogenannten Saugkreis K nur die Gleichtaktwelle nach der Erde hin abgesaugt, während die Gegentaktwelle nicht beeinflußt wird.

Bezüglich der unter 2. aufgestellten Forderungen können die richtigen Meßergebnisse durch die folgenden drei Punkte beeinträchtigt werden:

a) Wenn der Sender moduliert ist, besteht die Welle aus mehreren Partialwellen, deren Knoten an

Digitized by Google

verschiedenen Stellen der Leitung liegen. Das Meßinstrument zeigt die Wurzel aus der Summe der Quadratwerte der Einzelspannungen an, und mißt infolgedessen eine vergrößerte Knotenbreite, bei größerem Wellenunterschied sogar Mehrfachknoten. Unter der Annahme einer rein sinusförmigen Spannungsverteilung mit unendlich scharfen Knoten für die Einzelwellen berechnet sich die scheinbare Knotenbreite zu

$$k = 2hl : \sqrt{3} \qquad (19)$$

Hierin bedeutet h das Verhältnis von Modulationsfrequenz zu Senderfrequenz, l ist die Länge der Leitung. Vorausgesetzt ist, daß der Sender voll ausmoduliert ist. Für eine 30 m Welle und eine Modulationsfrequenz von 1400 Hertz entsteht nach Formel (19) am Anfang einer 45 m langen verlustfreien Leitung eine scheinbare Knotenbreite von 7 mm. Aus einem Vergleich dieses Wertes mit den später erwähnten Meßresultaten, die für ungefähr ähnliche Verhältnisse eine Knotenbreite von 9,5 cm ergeben, wird es klar, daß eine Modulation des Senders das Meßresultat nicht unbedenklich fälschen kann, besonders, wenn sie noch höhere Harmonische in beträchtlicher Stärke enthält, wie es bei modulierten Sendern fast immer der Fall ist. Auch für andere Dämpfungsmeßmethoden als die von dem Verfasser benutzten trifft dieses zu.

Eine besonders gefährliche Art von Selbstmodulation tritt öfters bei Kurzwellensendern auf. Sie besteht darin, daß sich der Sender in einer, meist unhörbar hohen Frequenz selbst moduliert. Diese Modulationsfrequenz hat meist viele Harmonische und die ganze Erscheinung zeigt sich infolgedessen dadurch, daß der Sender außer seiner Grundfrequenz eine Reihe Nebenfrequenzen ausstrahlt. Diese Erscheinung tritt sogar bei fremderregten Sendern auf. Wird ein derartiger Sender zu den hier besprochenen Messungen verwendet, so kommt es auf der Leitung zu einer Ueberlagerung der verschiedenen Stromverteilungen, und weil die Knoten dieser Verteilungen an verschiedenen Stellen liegen, wird die Knotenbreite scheinbar vergrößert. Bei den ersten Messungen wurden durch diesen Fehler große Schwierigkeiten empfunden. Die Knotenbreite wurde jeden Tag verschieden gemessen, bis sich schließlich durch Kontrolle mit einem Ueberlagerungempfänger herausstellte, daß die Senderwelle, obgleich es mit dem Wellenmesser nicht zu konstatieren war, aus 6 dicht nebeneinander gelegenen Wellen bestand. Nach dieser Erfahrung wurde bei den folgenden Versuchen immer dieser Kontrollversuch gemacht.

b) Die Senderfrequenz ist inkonstant. Die Folgen sind dieselben wie bei a).

c) Die Senderfrequenz hat Harmonische, Diese Harmonischen können mitunter sehr leicht auf das Lecher system geraten, selbst dann, wenn keine absichtliche Kopplung vorliegt. Weil diese Frequenzen weit von der Senderfrequenz entfernt sind, werden sie von dem beschriebenen abgestimmten Instrument nicht angezeigt.

Ausführung der Messung.

Bei allen Versuchen wurde ein kristallgesteuerter Sender mit wassergekühlten Endröhren benutzt. Selbstverständlich war nur ein Bruchteil der Energie erforderlich, welche geliefert werden konnte. Sobald der Sender in Betrieb war, wurde mit einem Ueberlagerungsempfänger die Reinheit der Welle geprüft. Weil es unbedingt erforderlich war, diesen Empfänger gegen zu starke Einwirkung der Hochfrequenz zu schützen, wurde er in einem völlig gepanzerten Raum in der Nähe des Senders aufgestellt. Da der benutzte Sender eine der ältesten Typen war, war eine Kontrolle der Welle unentbehrlich. Sie wurde als Regel einmal vor und einmal nach der Messung ausgeführt. Nach Einschalten des Senders wurde der Transformator T (Bild 8) primärseitig bei entkoppeltem Sekundärkreis abgestimmt. Diese Abstimmung wurde meistens mittels einer Glimmlampe kontrolliert. Sodann wurde durch Aenderung des Sekundärkondensators das Lecher system abgestimmt.

Die Lecher leitung war, wie die Bilder 13, 14 und 15 zeigen, auf horizontale Rillenisolatoren aufgelegt,

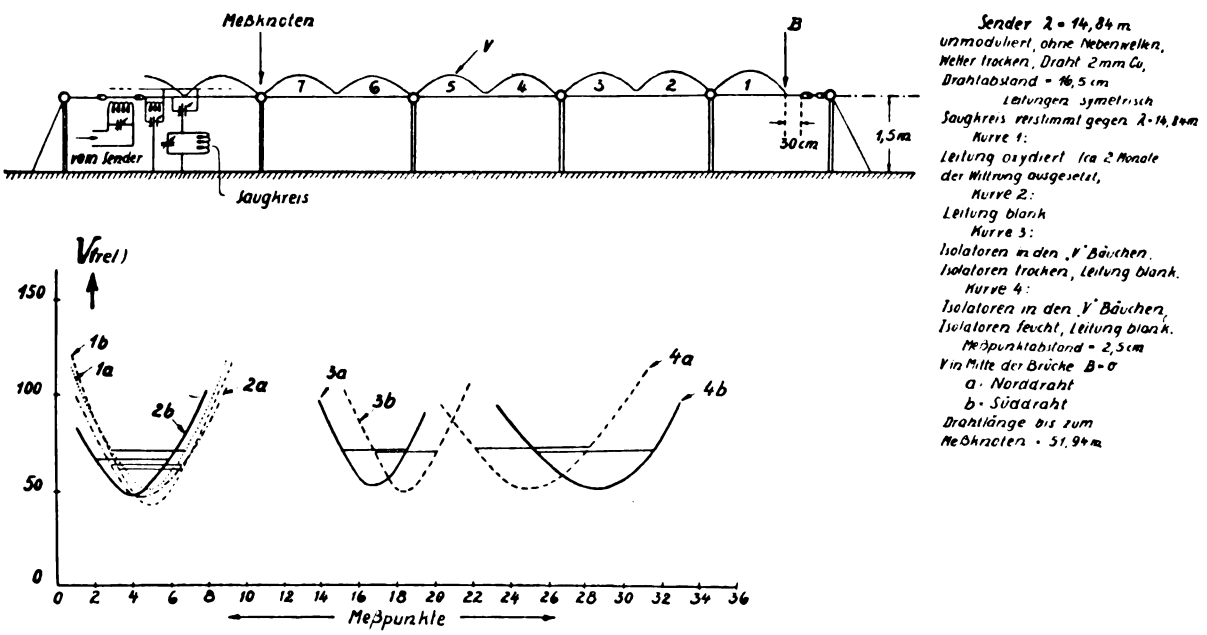


Bild 9.
Dämpfungsmessungen.

Digitized by Google

wodurch man die Drahtentfernung entsprechend den Rillenabständen beliebig einstellen konnte. Die mittlere Höhe war 1,5 m über dem Erdboden, und die Leitung war am freien Ende durch eine Drahtbrücke *B* geschlossen (Bild 9). Da es von vornherein Absicht war, die Verluste möglichst getrennt zu bestimmen, wurden die Isolatorenverluste zunächst dadurch eliminiert, daß sämtliche Isolatoren in den Spannungsknoten aufgestellt wurden. Um dieses Zusammenfallen der Knoten mit den Isolatoren einstellen zu können, war die Brücke *B* in einer Entfernung

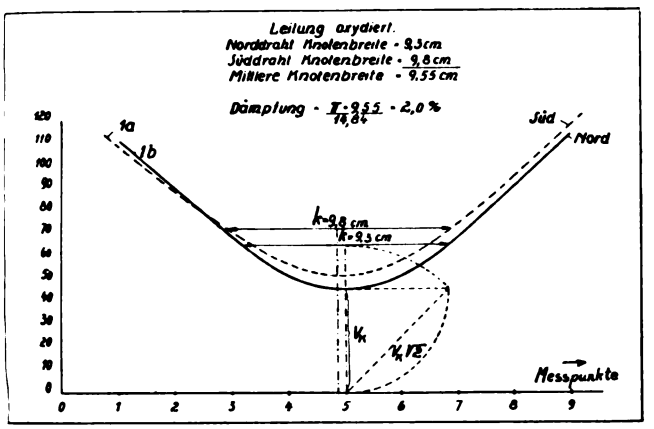


Bild 10.
Auswertung einer Dämpfungsmessung.

von ungefähr 30 cm vom freien Ende der Leitung aufgestellt. Nach dem Einschalten der Spannung auf das Lecher system wurde dann die Brücke so weit verschoben, bis die Spannungsknoten möglichst genau mit den Isolatoren zusammenfielen, und hierauf festgelötet. Sodann wurde die Symmetrie des Lecher-systems geprüft. Wie nachher noch erläutert werden

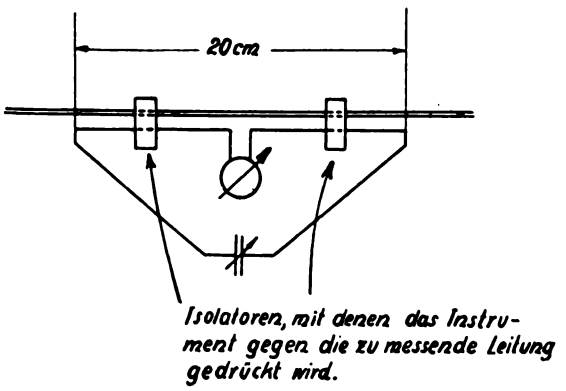


Bild 11.
Instrument zur Messung der Stromstärke in Hochfrequenzleitungen.

soll, ist die übliche Unsymmetrie der Leitungen nur in den Knoten bemerkbar. Trotzdem muß aber beobachtet werden, ob an anderen Stellen der Leitung Spannung und Strom auf beiden Drähten dieselben sind. Für die Strommessung diente das in Bild 11 abgebildete Instrument, das aus einem einigermaßen abgestimmten Kreise bestand, den man in eine durch die Abmessungen der Isolatoren (s. Bild 11) gegebene Entfernung von der Leitung bringen konnte. Durch den Drehkondensator konnte die Empfindlichkeit eingestellt werden. Einmal eingestellt war die Empfindlichkeit für eine gegebene Wellenlänge konstant. Die Rückwirkung auf die Leitung war gering. Durch eine größere Ausdehnung (20 cm) gestattet dieses Gerät aber nicht, den Strom an einem

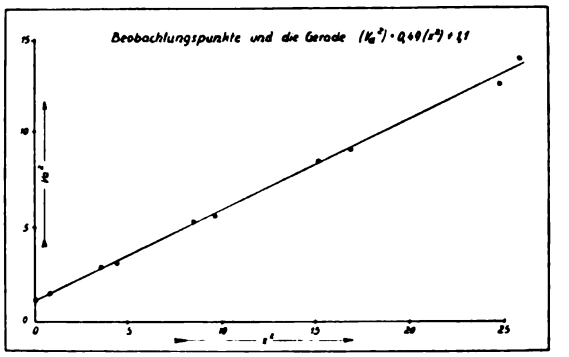


Bild 12.

bestimmten Punkte der Leitung zu messen. Eine Messung der Breite eines Stromknotens, obgleich hierzu theoretisch gleichviel Berechtigung besteht wie zur Messung der Breite des Spannungsknotens, kann also aus diesem Grunde nicht ausgeführt werden.

Nachdem geprüft ist, ob keine gröberen Unsymmetrien vorliegen, wird die Knotenspannung im

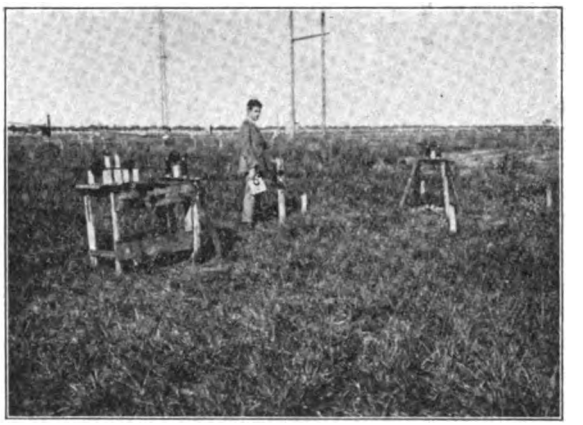


Bild 13.
Anordnungen zur Ankopplung der Meßleitung an den Sender und zur Herstellung der Symmetrie der Schwingung auf der Messleitung.

7. Knoten vom Ende gemessen, und zwar auf beiden Drähten. Im allgemeinen werden die beiden gemessenen Spannungen verschieden sein und man wird auch beobachten können, daß die Knoten auf den beiden Drähten nicht an denselben Stellen liegen. Diese Erscheinung werden wir Knotenverschiebung nennen. Zur Behebung dieser Unsymmetrien verfährt man wie folgt. Ein Beobachter stellt das arithmetische Mittel der Knotenspannung auf den beiden Drähten fest. Der zweite Beobachter verändert sodann den Kondensator des Saugkreises und wird dabei einen Punkt erreichen, in dem die Knotenspannung auf den beiden Drähten vom ersten Beobachter als gleich groß und übereinstimmend mit dem vorher erwähnten arithmetischen Mittel gefunden werden.[12]) Dann wird noch geprüft, ob die Knotenverschiebung verschwunden ist, was nach der später zu besprechenden Theorie der unsymmetrischen Lei-

[12]) Nähere Begründung s. 3. Teil, Abschn. 3a.

Digitized by Google

tungen alsdann der Fall sein muß, und auch immer beobachtet wurde. Als letzte Kontrollmessung wird geprüft, ob tatsächlich in der Mitte der sich am Ende der Leitung befindlichen Brücke ein Spannungsknoten liegt. Da die Knotenbreite proportional der Dämpfung des zwischen dem Knoten und dem freien Ende liegenden Leitungsstückes ist, so ist dieser letzte Knoten bei richtiger Abstimmung unendlich scharf, und deshalb sehr genau zu bestimmen.

Bei den gemachten Versuchen war es immer erstaunlich, zu beobachten, wie genau der Knoten mit der Mitte der Brücke übereinstimmt. Dieser letzte Kontrollversuch ist in Bild 15 festgehalten, das zeigt, wie das Spannungs-Meßinstrument mit dem Haken einfach auf die Mitte der Brücke gelegt wird, und hier keinen Ausschlag zeigen soll, während der Ausschlag an den Enden der Brücke mehr als die halbe Skala beträgt.

Ist die Leitung soweit kontrolliert, so werden am Meßknoten mit der Feile Meßstriche in den Draht gefeilt in Entfernungen von z. B. 2,5 cm. Sodann wird

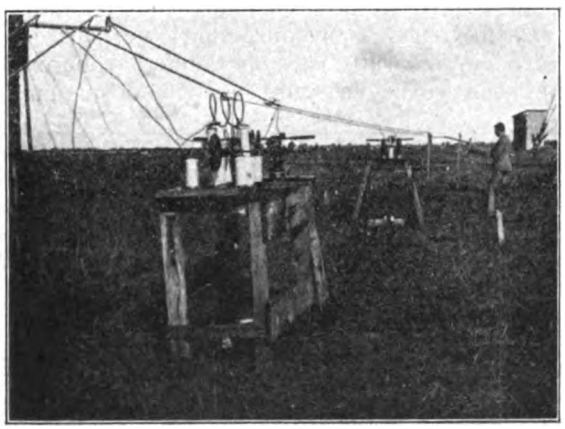


Bild 14.

das Spannungsinstrument wieder aufgelegt, die Spannung an jedem Meßstrich gemessen und graphisch aufgetragen. Gelegentlich wird nachgeprüft, ob die Kurven tatsächlich die theoretische Form haben. Diese Kontrolle ist sehr einfach: Man braucht nur als Abszisse die quadrierten Entfernungen vom Knoten und als Ordinate die quadrierten Spannungswerte aufzutragen. Die sich ergebende Kurve muß eine Gerade werden, weil zwischen diesen beiden Quadraten eine lineare Beziehung existiert. Diese Beziehung ist der pythagoräische Lehrsatz für das rechtwinklige Dreieck a, b, c in Bild 3. Bild 12 zeigt die Uebereinstimmung der Theorie mit den Messungen, wie sie durchschnittlich gefunden wurde.

Von den vielen ausgeführten Messungen sei nur die in Bild 9 gezeigte Reihe näher erläutert. Dieses Bild stellt den Spannungsverlauf in der Nähe des Knotens unter verschiedenen Bedingungen dar. Diese Kurvenreihe wurde in der folgenden Weise erhalten.

An der in Bild 9, 14 und 15 dargestellten Kupferleitung, welche infolge einer zweimonatigen Einwirkung der Witterung mit einer ziemlich starken Oxydschicht überzogen war, wurde der Spannungsverlauf auf den mit Nord- und Süddraht bezeichneten Drähten gemessen (Bild 9, Kurve 1 a und 1 b). In Bild 10 sind diese Kurven einzeln dargestellt und ist auch die Knotenbreite konstruktiv ausgewertet worden. Es ergibt sich eine Dämpfung von 2,0 %.

Nach dieser Messung wurde die Leitung sehr sorgfältig abgeschmirgelt und sodann die Kurven 2a und 2b aufgenommen. Im Gegensatz zu einer Abnahme

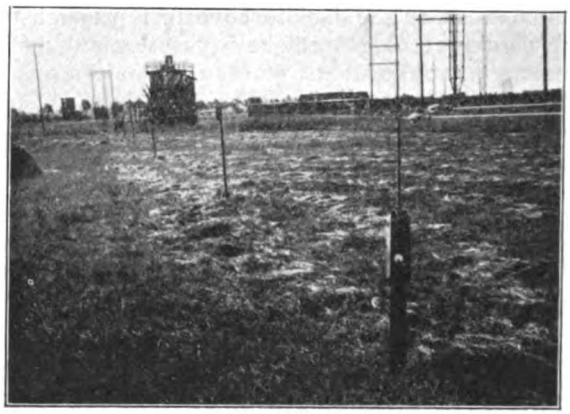


Bild 15.
In der Mitte der Brücke am freien Ende der Messleitung muß die Spannung Null sein.

der Dämpfung, welche man aus der Beseitigung der Oxydschicht erwarten könnte, blieb die Dämpfung konstant = 2 %.

Sodann wurden Rillenisolatoren in den Spannungsbäuchen auf die Leitung gelegt und die Kurven 3a und 3b aufgenommen. Eine geringe Abnahme der Dämpfung wurde beobachtet (b = 1,9 %), die auf einen Meßfehler zurückgeführt werden muß. Die Verschiebung des Knotens, die das Diagramm zeigt, ist ein Maß für die Kapazität der Isolatoren.

Schließlich wurden die Isolatoren in den Spannungsbäuchen mit Wasser übergossen. Unter diesen Bedingungen entstanden die Kurven 4a und 4b, die durch ihre Verschiebung gegen 3a und 3b auf eine stark erhöhte Isolatorenkapazität schließen lassen, während sich gleichzeitig die Dämpfung erheblich vergrößert hat (b = 3,3 %).

Nach den oben gefundenen Resultaten, welche noch öfter bestätigt wurden, stellen feuchte Isolatoren eine beträchtliche Verlustquelle in den Leitungen dar, welche nach Möglichkeit vermieden werden sollte. Es folgt aus dem oben erwähnten, daß die Dämpfung von 2,0 %, welche die Leitung aufweist, durch ohmsche Verluste im Kupfer, durch Induktionsverluste im Erdboden und durch die Strahlung verursacht wird.

Feststellung des Höchstbetrages der Strahlungsdämpfung.

Pro Meter Leitungslänge beträgt die Dämpfung der gemessenen Leitung

$$\beta = \frac{0{,}02}{51{,}94} = 0{,}039\ \%/m.$$

weil die Leitungslänge 51,94 m betrug.

In Abschnitt II, 1a, wurde für die Dämpfung durch die Kupferverluste ein Betrag von 0,031 % berechnet. Wir wissen, daß die Verluste infolge ungleichmäßiger Stromverdrängung und anderer Ursachen, wie z. B. Erdverluste, größer sein müssen als dieser Betrag. Es kann also daraus geschlossen werden, daß die Differenz von 0,08 % größer als die Dämpfung, die die

Digitized by Google

Leitung durch Ausstrahlung erleidet. Die Messung wurde mehrmals wiederholt, immer mit demselben Resultat. Da außerdem die Dämpfung ziemlich proportional der Länge des gemessenen Leitungsstückes war und dieses z. B. bei starker Strahlung vom freien Ende unmöglich wäre, muß die Strahlungsdämpfung im allgemeinen viel kleiner sein als die Dämpfung, die durch die gewöhnlichen Kupferverluste in der Leitung entsteht.

Messung der Dämpfung von Rohrleitungen.

Hierzu können dieselben Meßinstrumente verwendet werden, nur gestaltet sich die Methode insofern einfacher, daß man die Kunstgriffe zur Erzielung der Symmetrie nicht anzuwenden braucht. Bei einer Rohrleitung ist nämlich der Strom auf der Innenseite des Außenrohres zwangsläufig gleich dem negativen Strom auf dem Innenrohr. Eine Unsymmetrie kann nur dadurch entstehen, daß auf der Außenseite des Außenrohres ein Strom fließt; mit diesem Strom ist aber das Vorhandensein von Spannungen auf dem Außenrohr verbunden. Indem man das Entstehen dieser Spannungen durch mehrere Erdungen in Punkten, deren Abstand mit der Wellenlänge in unrationalen Beziehungen steht, beseitigt, entfernt man indirekt auch die Ursache ihres Entstehens: die Unsymmetrie. Dies läßt sich auch rechnerich beweisen.

Eine Dämpfungsmessung an Rohrleitungen geht wie folgt vor sich. In das Außenrohr werden in regelmäßigen Entfernungen von einigen Zentimetern Löcher gebohrt, und zwar an einer Stelle, auf die nach Berechnung ein Spannungsknoten zu liegen kommt. Das Spannungsmeßinstrument wird anstatt mit einem Haken mit einer Spitze ausgerüstet, die es gestattet, durch die Löcher hindurch, das Innenrohr zu berühren. Weiterhin verläuft dann die Messung ähnlich wie bei den Drahtleitungen.

Dritter Teil.

Die Unsymmetrie bei Doppeldrahtleitungen.

1. Allgemeine Grundgleichungen.

Es wurde im 2. Teil darauf hingewiesen, daß in einer Doppeldrahtleitung, die nicht in besonders symmetrischer Weise gespeist wird, die Ströme und Spannungen in den beiden Leitern im allgemeinen verschieden sind. Diese Erscheinung beruht auf der Tatsache, daß eine Doppeldrahtleitung gleichzeitig in einer Gegentaktwelle und in einer Gleichtaktwelle schwingen kann. Die Gegentaktwelle ist die normale Schwingungsweise, während bei der Gleichtaktwelle die beiden Leiter mit gleichen Amplituden und Phasen schwingen, und die Erde als Rückleiter dient.

Um eine einfache mathematische Theorie aufstellen zu können, nehmen wir an, daß das Phasenmaß der Leitung für Gleich- und Gegentaktwelle gleich groß ist. Diese Annahme trifft praktisch immer zu, weil für die beiden Wellen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit großer Annäherung gleich der Lichtgeschwindigkeit ist.

Wir benutzen für die Gegentaktwelle wieder die Symbole $\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_e \cdot e^b$ und $\mathfrak{B}_1 = \mathfrak{B}_r \cdot e^{-b}$ (s. 1. Teil, Abschnitt I, 2) und führen für die Gleichtaktwelle die ähnlichen Bezeichnungen $\mathfrak{B}' = \mathfrak{B}'_e \cdot e^b$ und $\mathfrak{B}_1 = \mathfrak{B}'_r \cdot e^{-b}$ ein.[13]) Für die Gleichtaktwelle hat die Leitung einen anderen Wellenwiderstand als für die Gegentaktwelle. Diesen Wellenwiderstand werden wir mit W' bezeichnen. Wir berechneten (Formel (18) 2. Teil, Abschnitt I, 1c) schon den Wert von W' für Doppeldrahtleitungen.

Die Spannung auf dem einen Leiter, den wir mit p bezeichnen, findet man also einfach aus der Summe der halben Spannung der Gegentaktwelle und der Spannung der Gleichtaktwelle: $\frac{\mathfrak{B}}{2} \cdot e^{ja} + \frac{\mathfrak{B}_1}{2} \cdot e^{-ja}$

oder in Formeln:

$$\mathfrak{B}_p = \left(\mathfrak{B}' + \frac{\mathfrak{B}_1}{2}\right) \cdot e^{ja} + \left(\mathfrak{B}'_1 + \frac{\mathfrak{B}_1}{2}\right) \cdot e^{-ja} \qquad (20)$$

Auf dem anderen Leiter q hat die Spannung der Gegentaktwelle das entgegengesetzte Vorzeichen und man findet also in gleicher Weise:

$$\mathfrak{B}_q = \left(\mathfrak{B}' - \frac{\mathfrak{B}}{2}\right) \cdot e^{ja} + \left(\mathfrak{B}'_1 - \frac{\mathfrak{B}_1}{2}\right) \cdot e^{-ja} \qquad (21)$$

Ebenso findet man für die Stromstärke unter Berücksichtigung, daß der Gleichtaktstrom sich auf die beiden Leiter je zur Hälfte verteilt:

$$\mathfrak{J}_p = \left(\frac{\mathfrak{B}'}{2W'} + \frac{\mathfrak{B}}{W}\right) \cdot e^{ja} - \left(\frac{\mathfrak{B}'_1}{2W'} + \frac{\mathfrak{B}_1}{W}\right) \cdot e^{-ja} \qquad (22)$$

$$\mathfrak{J}_q = \left(\frac{\mathfrak{B}'}{2W'} - \frac{\mathfrak{B}}{W}\right) \cdot e^{ja} - \left(\frac{\mathfrak{B}'_1}{2W'} - \frac{\mathfrak{B}_1}{W}\right) \cdot e^{-ja} \qquad (23)$$

Selbst bei den gemachten Vereinfachungen sind die Gleichungen durch die große Zahl der in ihnen enthaltenen Veränderlichen schwer zu deuten: sind doch für die Kenntnis von Strom und Spannung auf den beiden Drähten die beiden Wellenwiderstände W und W' sowie die Vektoren $\mathfrak{B}$; $\mathfrak{B}'$; $\mathfrak{B}_1$ und $\mathfrak{B}'_1$ erforderlich. Dies würde allein schon zehn Bedingungen zwischen reellen Größen erfordern und es wird deshalb klar sein, daß von einer tabellarischen Zusammenfassung der Leitungsunsymmetrie Abstand genommen wird. Vielmehr werden wir versuchen, die Hauptsymptome der Unsymmetrie an Hand von einigen Beispielen zu erläutern.

2. Unsymmetrie von Leitungen, bei denen $W' \gg W$ ist.

Dieser Fall tritt z. B. auf bei Leitungen aus breitem Kupferband, deren Hin- und Rückleitung sehr dicht nebeneinander gespannt sind.

Unter diesen Verhältnissen ist die Gegentaktwelle eine Welle mit hoher Stromstärke bei verhältnismäßig niedriger Spannung, während bei der Gleichtaktwelle die Spannung hoch ist und der Strom niedrig. Es ist also der Fall denkbar, daß bei sehr großem Unterschied zwischen W' und W die Spannug auf der Leitung praktisch nur durch die Gleichtaktwelle verursacht wird, während die Stromstärke von der Gegentaktwelle stammt. Infolgedessen sind Spannungs- und Stromverlauf fast unabhängig voneinander. Hierdurch können Erscheinungen auftreten, die man bei symmetrischen Leitungen nicht antrifft. So ist es z. B. möglich, daß Spannungs- und Stromknoten an

[13]) Das betrachtete Leitungsstück sei so klein, daß dafür e^b und e^{-b} als Konstanten angesehen werden können.

Digitized by Google

dieselben Stellen fallen. Weiter kann der Fall eintreten, daß die Spannungswelle eine rein fortschreitende ist, während die Stromwelle Knoten und Bäuche aufweist usw.

Der Fall, daß $W' \ll W$ ist, kommt nicht vor, denn selbst bei einer so großen Entfernung zwischen Hin- und Rückleiter, daß die direkte Teilkapazität zwischen den beiden Leitern vernachlässigt werden kann, existiert immer noch für die Gegentaktwelle die Kapazität, die aus der Reihenschaltung der beiden Erdkapazitäten der beiden Leiter besteht. Die Kapazität für Gleichtakt ist in diesem Grenzfalle also viermal so groß als die Kapazität für Gegentakt, und weil das Produkt c^2KL bekanntlich für alle zylindrischen Systeme den Wert 1 hat,[14]) ist die Selbstinduktion der Leitung für Gegentakt also viermal so groß wie die Selbstinduktion der Leitung für Gleichtakt. In diesem Falle wäre also $4\sqrt{\frac{L'}{K'}} = 4W'' = W = \sqrt{\frac{K}{L}}$. Im allgemeinen ist also

$$4W' > W.$$

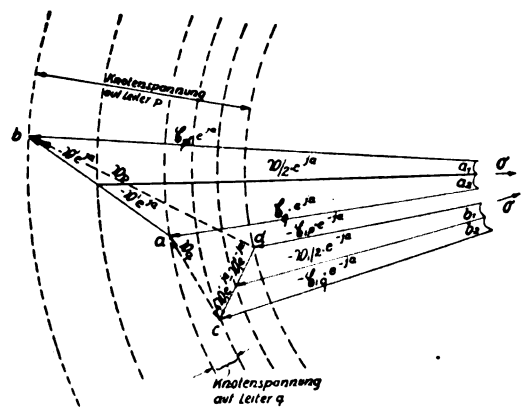


Bild 16.

Vektordiagramm für die Nähe eines Spannungsknotens einer unsymmetrisch schwingenden Leitung.

3. Unsymmetrie bei Leitungen, bei denen W' und W dieselbe Größenordnung haben.

Weitaus die meisten Leitungen gehören zu dieser Klasse. Wir unterteilen sie in Leitungen mit geringer Unsymmetrie und Leitungen mit starker Unsymmetrie.

3a. Leitungen mit geringer Unsymmetrie.

Eine geringe Unsymmetrie einer Leitung wird praktisch nur dann bemerkbar, wenn die Wellen stark ausgeprägte Knoten aufweisen, weil die geringe Amplitude der die Unsymmetrie verursachenden Gleichtaktwelle nur zum Vorschein kommt an den Stellen, wo die Amplitude der Gleichtaktwelle verschwindend gering ist.

Es ist naheliegend, die Folgen der Unsymmetrie zu untersuchen für die Nähe eines Knotens und wir geben deshalb in dem Bild 16 ein Diagramm der Spannungsvektoren von derselben Art, wie wir es für die symmetrische Leitung in Bild 3 getan haben. Wie in Bild 3, sind auch hier die reflektierten Wellen mit dem negativen Vorzeichen aufgetragen, damit die Summe der einfallenden und reflektierten Wellen im Diagramm durch eine Differenz dargestellt werden kann, wodurch eine konstruktiv übersichtlichere Zeichnung entsteht. Die Spannung $\mathfrak{V}$ am Anfange des Leiters p ist gemäß Formel (20):

$$\mathfrak{V}_p = \left(\mathfrak{V}' + \frac{\mathfrak{V}}{2}\right)\cdot e^{ja} + \left(\mathfrak{V}'_1 + \frac{\mathfrak{V}_1}{2}\right)\cdot e^{-ja}$$

oder, vereinfacht geschrieben:

$$\mathfrak{V}_p = \mathfrak{E}_p \cdot e^{ja} + \mathfrak{E}_{1p}\cdot e^{-ja}$$

Man findet in dem Bild die vektorielle Addition der Vektoren

$$\frac{\mathfrak{V}}{2}\cdot e^{\ a} \text{ und } \mathfrak{V}'\cdot e^{ja} \text{ zu } \mathfrak{E}_p\cdot e^{ja}$$

zurück, ebenso wie die Addition der Vektoren

$$-\frac{\mathfrak{V}_1}{2}\cdot e^{-ja} \text{ und } -\mathfrak{V}'\cdot e^{-ja} \text{ zu } -\mathfrak{E}_{1p}\cdot e^{-ja}.$$

Sodann findet man $\mathfrak{V}_p$ durch die Subtraktion

$$\mathfrak{V}_p = \mathfrak{E}\cdot e^{j\ } - (-\mathfrak{E}_{1p}\cdot e^{-ja})$$

In ähnlicher Weise findet man durch eine einfache Konstruktion den Vektor $-\mathfrak{V}_q$ für die Spannung auf dem anderen Leiter. Die Vektoren $\mathfrak{V}$ und $\mathfrak{V}_1$ sind im Diagramm annähernd gleich groß angenommen, was besagt, daß die Reflexion der Welle am Ende der Leitung und die Fortpflanzung der Welle längs der Leitung angenähert verlustfrei sind. Die Vektoren $\mathfrak{V}'$ und $\mathfrak{V}'_1$ der Gleichtaktwelle sind klein gegenüber den Spannungen der Gegentaktwelle, sonst aber vollkommen willkürlich angenommen worden.

Wir setzen voraus, daß die Winkel a im Diagramm durch Linksdrehung aufgetragen worden sind. Wenn jetzt der Bezugspunkt, für den das Diagramm gilt, sich längs der Leitung verschiebt, werden sämtliche Vektoren im Diagramm, die den Faktor e^{ja} tragen, eine Linksdrehung, sämtliche anderen Vektoren eine Rechtsdrehung ausführen. Es dreht sich also das ganze Dreieck $o\,a\,b$ links herum, während das Dreieck $o\,c\,d$ sich mit gleicher Geschwindigkeit rechts herum dreht. Dabei werden zunächst die beiden Vektoren $\mathfrak{V}_p$ und $-\mathfrak{V}_q$ kleiner. Zuerst erreicht $\mathfrak{V}_q$ ein Minimum: die Knotenspannung auf dem Leiter q, deren Größe im Diagramm noch besonders angegeben ist. Das Minimum für $\mathfrak{V}_p$ folgt etwas später: Die Spannungsknoten sind also auf den beiden Leitern gegeneinander verschoben.

Quantitativ kann man sagen, daß der Spannungsknoten auf dem Leiter p um den Winkel $\frac{a_1 - b_1}{2}$ verschoben ist, während diese Verschiebung auf dem Leiter q $-\frac{a_2 + b_2}{2}$ beträgt. Da aber bei kleiner Unsymmetrie die Winkel a_1 und a_2 sowie die Winkel b_1 und b_2 untereinander gleich werden, ergibt sich folgender Satz:

1. Bei Leitungen mit geringer Unsymmetrie treten gegenüber der symmetrischen Leitung Knotenverschiebungen auf, die auf den beiden Leitern gleich groß und entgegengesetzt gerichtet sind.

[14]) siehe z. B. M. Abraham u. A. Föppel. Theorie der Elektrizität I, S. 294.

Digitized by Google

Noch zwei andere Eigenschaften können hervorgehoben werden:

2. Es ist aus dem Diagramm ohne weiteres ersichtlich, daß die Knotenspannungen auf den beiden Leitern verschieden sind, und zwar kann man bei kleiner Unsymmetrie wieder sagen, daß gegenüber der symmetrischen Leitung die Knotenspannung auf dem einen Leiter sich angenähert um ebensoviel vergrößert hat, wie sie sich auf dem anderen Leiter verkleinert hat.

Wie im 1. Teil, Abschn. I, 4, definiert wurde, ist die Knotenbreite gleich der Entfernung der beiden Punkte, in denen die Spannung gleich $\sqrt{2}$ mal der Knotenspannung wird. Für die in Winkelmaß ausgedrückte Knotenbreite wurde gefunden:

$$u_k = (V - V_1) : (V + V_1)$$

Wir können dafür schreiben:

$$u_k = \frac{V_k}{V_b}$$

wobei V_k und V_b die Knoten- und Bauchspannungen bedeuten.

Weil die Bauchspannungen auf den beiden Leitern bei geringer Unsymmetrie als einander gleich zu betrachten sind, sind die Knotenbreiten proportional den Knotenspannungen und es gilt infolgedessen genau derselbe Satz, der für die Knotenspannungen aufgestellt wurde, auch für die Knotenbreiten:

3. Bei Leitungen mit geringer Unsymmetrie treten Veränderungen der Knotenbreite gegenüber der symmetrischen Leitung auf, und zwar kann man sagen, daß gegenüber der Knotenbreite auf der symmetrischen Leitung die Knotenbreite auf dem einen Leiter sich annähernd ebensoviel vergrößert hat, wie sie sich auf dem anderen Leiter verkleinert hat.

Ein Satz, der aus Formel (22)—(23) ohne weiteres klar sein dürfte, ist schließlich folgender:

4. Die Stromwelle hat ähnliche Eigenschaften wie die Spannungswelle. Die Verschiebungen und Breiten von Strom- und Spannungsknoten sind aber im allgemeinen quantitativ nicht dieselben.

3b. Leitungen mit starker Unsymmetrie.

Während sich für die bisher behandelten Fälle ein allgemeiner Ueberblick über die Folgen der Unsymmetrie herstellen ließ, ist dies für die Leitungen mit starker Unsymmetrie durch die Größe des Gebietes nicht in dem Maße der Fall. Es läßt sich allerdings ein allgemeiner Satz aufstellen, der für jede Art von Unsymmetrie Gültigkeit hat und besagt, daß jede Stromerscheinung auf einer verlustfreien Leitung eine räumliche Periodizität mit der Periode λ aufweisen muß. Eine Unsymmetrie ist also nie eine örtliche Erscheinung, sondern muß sich immer über die ganze Leitungslänge ausdehnen. Es folgt nämlich unmittelbar aus der Gleichung (20)—(21), daß Punkte der Leitung, die um ein Winkelmaß, das ein Vielfaches von 2π beträgt, entfernt sind, immer die gleichen Ströme und Spannungen aufweisen müssen. (Siehe Gleichung (20)—(23)).

Es kann im allgemeinen gesagt werden, daß die Leitungen mit starker Unsymmetrie dieselben Erscheinungen in vergrößertem Maßstabe zeigen werden, die wir bei den Leitungen mit geringer Unsymmetrie fanden. Bei den schwach unsymmetrischen Leitungen haben wir die Tatsache festgestellt, daß die Unsymmetrieerscheinungen bei der Strom- und Spannungsverteilung quantitativ nicht in dem gleichen Maße vorhanden waren.[15]) Bei starker Unsymmetrie kann dieses soweit gehen, daß zwischen der Stromverteilung und der Spannungsverteilung kaum mehr eine Beziehung zu bestehen scheint. Wie ein derartiges Bild entstehen kann, kann man sich leicht vorstellen, wenn man sich in Bild 16 die Amplituden der Vektoren $\mathfrak{V}'$ und $\mathfrak{V}'_1$ um ein Vielfaches vergrößert denkt. Dann verlieren die Annäherungsregeln, die im vorigen Abschnitt für die Knotenspannung, die Knotenbreite und die Knotenverschiebung aufgestellt sind, ihre Gültigkeit.

Die Strom-Spannungsverteilungen, die dann möglich sind, haben eine so große Vielheit der Formen, daß wir davon absehen müssen, sie einigermaßen systematisch zu behandeln. Es wird deshalb aus der großen Fülle der Erscheinungen ein charakteristischer Fall herausgegriffen und analysiert werden.

Beispiel.

Von einer Leitung, für die die Gleichungen (20) bis (23) gelten, sei der Leiter q am Anfang und am Ende geerdet. Der Leiter p sei am Ende über eine Impedanz $\mathfrak{Z}$ geerdet. Wenn die Länge der Leitung nicht eine ganze Anzahl Halbwellen beträgt, so folgt hiermit aus der Gleichung (21) für $a = 0$.

$$\mathfrak{V}' = \frac{\mathfrak{V}}{2} \text{ und } \mathfrak{V}'_1 = \frac{\mathfrak{V}_1}{2}$$

und die Gleichungen (20) bis (23) werden:

$$\mathfrak{V}_p = \mathfrak{V} e^{ja} + \mathfrak{V}_1 e^{-ja} \tag{24}$$

$$\mathfrak{V}_q = 0 \tag{25}$$

$$\mathfrak{J}_p = \mathfrak{V}\left(\frac{1}{4W'} + \frac{1}{W}\right) e^{ja} - \mathfrak{V}_1\left(\frac{1}{4W'} + \frac{1}{W}\right) e^{-ja} \tag{26}$$

$$\mathfrak{J}_q = \mathfrak{V}\left(\frac{1}{4W'} - \frac{1}{W}\right) e^{ja} - \mathfrak{V}_1\left(\frac{1}{4W'} - \frac{1}{W}\right) e^{-ja} \tag{27}$$

Die Größen der Spannungen $\mathfrak{V}$ und $\mathfrak{V}_1$ sind für jeden Einzelfall festgelegt durch die Größe der Schlußimpedanz $\mathfrak{Z}$ des Leiters p in Verbindung mit der am Anfang dieses Leiters angelegten Spannung.

Folgerungen.

Es folgt aus den Gleichungen (24) bis (27):

1. Auf dem Leiter p ist die Strom-Spannungsverteilung so, wie auf einer normalen Eindrahtleitung mit einem Wellenwiderstande

$$\frac{4W'W}{4W' + W}.$$

2. Auf dem Leiter q ist die Spannung über der ganzen Länge gleich Null. Die Stromstärke wird aber nur dann gleich Null sein, wenn $4W' = W$ ist, d. h. wenn die Entfernung zwischen den beiden Leitern sehr groß ist (vgl. 3. Teil, Abschn. *2*). Solange dies nicht der Fall ist, tritt auf diesem spannungslosen Leiter eine vollkommen normale Stromverteilung ein, die je nach den Werten von $\mathfrak{V}$ und $\mathfrak{V}_1$ alle Zwischenformen

[15]) Satz (3) d. vorigen Abschn.

Digitized by Google

zwischen einer stehenden und einer fortschreitenden Welle aufweisen kann.

4. Experimentelle Bestätigung der Theorie.

Fälle von starker und geringer Unsymmetrie haben wir in der Praxis sehr viele beobachtet. Bei starker Unsymmetrie ist die Ursache meist direkt aus der Schaltung zu erkennen. So kam es z. B. in der Anfangsperiode der Versuche mit Richtantennen vor, daß die Speiseleitung einer Richtantenne über ihrer ganzen Länge ca. 50 % Unterschied zwischen Strom und Spannung auf den beiden Drähten zeigte. Diese Störung setzte sich fort in der angeschlossenen Antenne und wird dort sicher keine günstige Wirkung auf das Strahlungsdiagramm gehabt haben. Eine Untersuchung führte zu der Entdeckung, daß man zur Ableitung von statischen Antennenladungen einen der beiden Drähte der Doppeldrahtleitung unmittelbar am Sender geerdet hatte. Nach Beseitigung dieser Erdung war auch die Störung verschwunden.

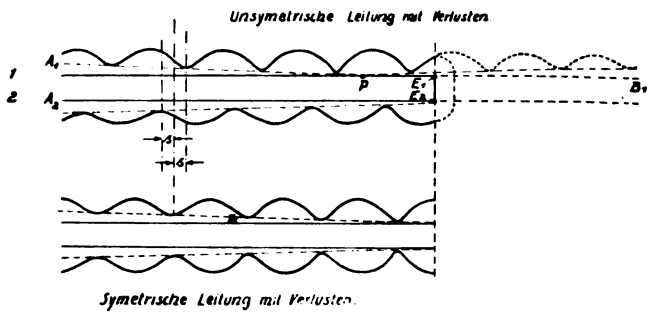


Bild 17.
Es werden die Stromverteilungen auf symmetrischen und unsymmetrischen Leitungen verglichen. Die beiden Leitungen sind am Ende kurz geschlossen und haben dieselben Verluste.

Eine andere Störung, die auf die Unsymmetrie einer Energieleitung in der Funkstation Nauen zurückzuführen war, war die starke Behinderung des Fernsprechverkehrs, sobald ein Kurzwellensender, der mit 500 Hertz moduliert war, getastet wurde. Auch hier konnte durch eine sorgfältige Beseitigung der Unsymmetrie durch einen Dreiplattenkondensator (s. Bild 8) die Störung soweit abgeschwächt werden, daß der Fernsprechverkehr nicht mehr behindert wurde.

Geringe Unsymmetrien kamen, wie im 2. Teil, Abschnitt II, 2, bereits mitgeteilt, bei den besprochenen Dämpfungsmessungen vor. Bei diesen Messungen lag der Fall allerdings noch etwas komplizierter als bei den durch uns besprochenen Fällen von geringer Unsymmetrie, weil die Dämpfung der Leitung einen merklichen Einfluß auf den Stromverlauf der Leitung ausübte. Die Stromverteilung, die gefunden wurde, zeigt Bild 17. Die Leitung war dieselbe, an der die besprochenen Dämpfungsmessungen vorgenommen wurden: Am Ende kurzgeschlossen und am Anfang gespeist durch einen Transformator (Bild 13 bis 15). Durch die parasitären kapazitiven Kopplungen im Transformator entstand eine Gleichtaktschwingung, die auf der Meßleitung die in Bild 17 dargestellte Knotenverschiebung s zur Folge hatte. Zum Vergleich ist in demselben Bild die Stromverteilung eingezeichnet, die auf einer symmetrischen Leitung mit Verlusten entstehen würde. Es fällt auf, daß sich die Knotenbreite längs der Leitung kontinuierlich verändert. Die Ursache von dieser veränderlichen, unsymmetrischen Knotenbreite ist leicht einzusehen, wenn man sich in Bild 16 die Kreise ersetzt denkt durch Spiralen, um die Leitungsverluste in diesem Bild zum Ausdruck zu bringen. Es wird weiter durch eine gestrichelte Fortsetzung der Stromverteilung über die Leitungslänge hinaus gezeigt, daß die Stromverteilung auf dem Leiter 2 von E_2 nach A_2 identisch ist mit der Stromverteilung, die auf 1 von E_1 nach B_1 entstanden wäre, wenn man die Leitung, ansatt sie bei E durch eine Kurzschlußbrücke zu beenden, jenseits von E fortgesetzt hätte.

5. Beseitigung der Leitungsunsymmetrie.

Wir haben oben einige praktische Beispiele von Leitungsunsymmetrie genannt und dabei kurz die Mittel erwähnt, durch die die Störungen beseitigt wurden. In komplizierten Fällen führen diese einfachen Mittel aber nicht zum Zwecke.

Folgende Tatsachen, die eigentlich selbstverständlich sind, muß man dann im Auge behalten:

1. Ein gegen Erde unsymmetrischer Verbraucher macht es unmöglich, auf der Leitung gleichzeitig eine symmetrische Strom- und eine symmetrische Spannungsverteilung zu bekommen.

2. Eine gegen Erde unsymmetrische Energiequelle hat dasselbe Resultat.

3. Um eine Unsymmetrie zu beseitigen, ist es also notwendig und ausreichend, Anfang und Ende der Leitung zu symmetrisieren; es ist unmöglich, eine Unsymmetrie, die am Ende der Leitung entsteht, etwa durch eine Ueberkompensation am Anfang wieder zu beheben. Am besten geht man zur Beseitigung der Störung so vor, daß zunächst der Verbraucher von der Leitung abgeschaltet oder, besser noch, durch eine vollkommen gleiche aber symmetrische Impedanz ersetzt wird. Sodann wird der Leitungsanfang — im Falle von kapazitiver Unsymmetrie durch einen Dreiplattenkondensator — symmetrisch gegenüber Erde gemacht. Als Kennzeichen der Symmetrie kann dienen, daß in ein abgestimmtes Drahtrechteck in der Symmetrieebene des Lecher systems kein Strom induziert werden darf. Wird Strom induziert, so ist dies ein Anzeichen dafür, daß entweder die Ströme in den beiden Leitern nicht gleich groß sind oder daß ihre Phasen nicht genau um 180° verschieden sind.

Ist in der oben beschriebenen Weise die Symmetrie der Energiequelle hergestellt, so wird der Verbraucher wieder angeschaltet und durch geeignete Mittel — bei kapazitiver Unsymmetrie z. B. durch einen Dreiplattenkondensator — so einreguliert, daß die Symmetrie wieder hergestellt ist.

Herrn Prof. Dr. H. Barkhausen danke ich herzlich für das rege Interesse und die vielen Ratschläge, die die Arbeit sehr gefördert haben.

Die beschriebenen Untersuchungen bilden einen Teil der Forschungsarbeiten der Firma Telefunken auf dem Gebiete der kurzen Wellen und wurden in den Laboratorien dieser Gesellschaft ausgeführt. Den Herren Dr. O. Böhm, Dr. W. Moser und Dr. R. Bechmann bin ich für viele Anregungen sehr zu Dank verpflichtet.

Digitized by Google

Zusammenfassung.

Ausgehend von den Telegraphengleichungen wird die Wirkungsweise der Hochfrequenzenergieleitungen theoretisch und experimentell behandelt. Ihr Wirkungsgrad wird berechnet und seine Abhängigkeit von der Größe des Verbraucherwiderstandes bestimmt. Für die Messung von Dämpfung und Wellenwiderstand dieser Leitungen werden Verfahren angegeben, die bis zu den höchsten Frequenzen brauchbar sind. Die angeführten Versuche bestätigen dieses. Die Erscheinungen, die auftreten bei Leitungen, deren Speisung oder Belastung eine Unsymmetrie gegenüber Erde aufweist, werden analysiert, und es wird eine Methode angegeben, um die Unsymmetrie in praktischen Anlagen systematisch zu beseitigen.

(Eingegangen am 12. April 1930).

Berichtigung.

Im I. Teil dieser Arbeit muß lauten:

Seite 82, Gl. (2) $\mathfrak{W}_a = \mathfrak{B} e^{ja} - \mathfrak{B}_1 e^{-ja}$

Seite 84, Gl. (6) $N = (V + V_1)^2 \dfrac{V - V_1}{(V + V_1) W}$.

Seite 85, rechte Spalte, 9. Zeile $S = \left(Q_0 + \dfrac{1}{Q_0}\right) \beta l$

Über freie Schwingungen einer Elektronenröhre mit Lecher-System. Barkhausen-Kurz-Schaltung.

Von **Rolf Wundt.**

Dissertation der Technischen Hochschule München.

Inhaltsübersicht.

Einleitung.
Die Konstruktion der Röhre.
Die Apparatur.
Die Abhängigkeit der Wellenlänge von den Elektrodenspannungen.
Berechnung der Abhängigkeit der Wellenlänge vom äußeren Schwingungskreis.
Bestimmung der Koppelfrequenzen unter Vernachlässigung der Dämpfung.
Die Dämpfung des Koppelsystems.
Experimentelle Prüfung der theoretischen Ergebnisse.
Zusammenfassung.

Einleitung.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit bildete die Untersuchung einer Elektronenröhre mit ebenen Elektroden hinsichtlich ihrer Eignung zur Erzeugung von Elektronenschwingungen nach der Methode von Barkhausen und Kurz[1]). Zu der Zeit, als diese Arbeit begonnen wurde, war es noch nicht gelungen, mit derartigen Röhren Schwingungen zu erhalten, vielmehr waren solche nur an Röhren, deren Elektroden koaxiale Zylinder mit dem Heizfaden in der Mittelachse waren, beobachtet worden. Sahanek[2]) kommt sogar im Anschluß an seine theoretischen Betrachtungen zu der Schlußfolgerung, daß eine Schwingungserzeugung mit ebenen Elektroden unmöglich ist. Es sollte nun untersucht werden, ob es nicht doch gelingt, eine Röhre mit ebenen Elektroden herzustellen, die schwingungsfähig ist. Es wurde eine derartige Röhre angefertigt und hinsichtlich ihrer Schwingfähigkeit untersucht. Es zeigt sich, daß Schwingungen entstehen können, deren Wellenlänge sowohl von den Betriebsverhältnissen wie von den Abstimmverhältnissen abhängt. Es wird versucht, diese doppelte Abhängigkeit der Wellenlänge durch die Einwirkung des äußeren Schwingungskreises auf die Elektronenbewegung zu erklären, unter Zugrundelegung der Vorstellung, daß die Elektronen Schwingungen um das Gitter ausführen und diese Schwingungen kapazitiv durch die Röhrenelektroden mit dem äußeren Schwingungskreis gekoppelt sind. Der stetige Uebergang zwischen den Barkhausen-Kurz- und den Gill-Morrell[3]) - Schwingungen läßt sich auf diese Weise erklären.

Die Konstruktion der Röhre.

Der Grund für das Nichtschwingen der üblichen Röhren mit ebenen Elektroden ist wohl hauptsächlich in ihrem unsymmetrischen Aufbau zu suchen. Das Gitter und die Anode bestehen im allgemeinen aus

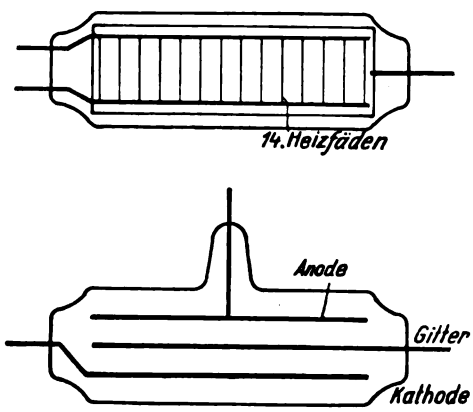


Bild 1.
Aufbau der Röhre.

ebenen Flächen, denen ein oder mehrere Glühdrähte gegenüberstehen, während bei den zylindrischen Röhren alle drei Elektroden aus Zylindern bestehen und so eine vollkommene Symmetrie hergestellt ist. Um daher eine schwingungsfähige Röhre zu erhalten, lag es nahe, in unserem Falle die Kathode ebenfalls möglichst als ebene Fläche auszubilden. Dies bietet jedoch erhebliche konstruktive Schwierigkeiten. Um eine Kathode, deren Fläche ungefähr ebenso groß wie die Gitter- oder Anodenfläche sein soll, so zu heizen, daß sie Elektronen emittieren kann, sind erhebliche Heizleistungen erforderlich, die in Form von Wärme wieder abgeführt werden müssen. Es wurde daher versucht, die Kathode aus einer großen Anzahl parallel geschalteter Heizfäden aufzubauen. Es wurden 14 Oxydfäden zwischen zwei dicken Drähten nebeneinander angeordnet (Bild 1). Im Abstand von 0,7 cm

Digitized by Google

davon befand sich das Gitter, das aus einem sehr feinmaschigen Drahtnetze bestand. Die Anode war 0,65 cm vom Gitter entfernt und bestand aus einem ebenen Blech der Größe 2×6 cm. Jede der Zuleitungen zu Gitter, Anode und Kathode war durch eine eigene Quetschung, an der auch die Elektroden befestigt waren, in die Röhre eingeführt. Der Firma Osram, die in liebenswürdiger Weise die Herstellung der Röhre übernahm, soll auch an dieser Stelle besonders gedankt werden.

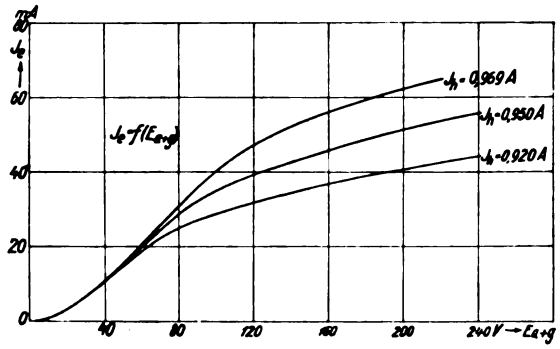


Bild 2.
Kennlinie des Emissionsstroms.

Zunächst wurden einige Charakteristiken der Röhre aufgenommen. Die $J_e = f(E_{a+g})$ Kurven (Anode und Gitter verbunden, Bild 2) zeigen die bei Röhren

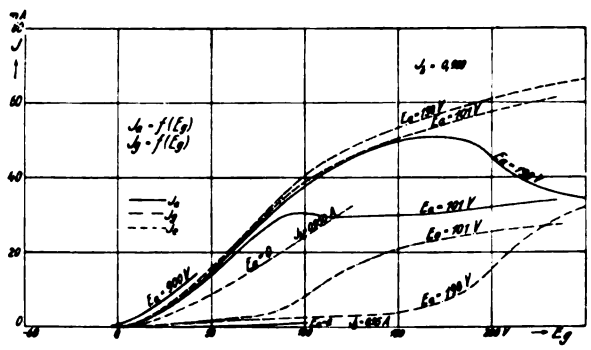


Bild 3.
Kennlinien der Röhre.

mit Oxydkathoden übliche Erscheinung: der Emissionsstrom erreicht keinen Sättigungswert. In Bild 3 sind die $J_a - E_g$ Charakteristiken gezeichnet. Der Durchgriff ergibt sich bei $E_g = 42$ V zu 1%.

Der Einfluß der Sekundärelektronen tritt stark hervor, namentlich bei größeren Anodenspannungen. Bei $E_a = 101$ V ist ihr Einfluß noch gering, doch deutlich an dem kleinen Buckel von J_a bei $E_g = 100$ V zu erkennen. Bei $E_a = 198$ V ist ihr Einfluß bedeutend größer. Sobald $E_g \geq E_a$ wird, zieht das Gitter immer mehr Elektronen zu sich heran. Außerdem fliegen auch die an der Anode entstehenden Sekundärelektronen zum Gitter. So kommt der rasche Anstieg von J_g und der steile Abfall von J_a zustande. Bei $E_a = 0$ V fließt fast der gesamte Emissionsstrom zum Gitter, J_a ist sehr klein. Trotzdem ist $J_e = J_g$ viel kleiner als bei $E_a = 100$ V, obwohl in diesem Falle die Steuerspannung nur 1 V (1 % Durchgriff) größer ist. Diese Verringerung der Steuerspannung um 1 V kann die Abnahme von J_g nicht erklären. Es ist vielmehr die Raumladung bedeutend größer geworden. Bei $E_a = 0$ ist es möglich, daß die Elektronen um das Gitter pendeln und so die Anzahl der im Gitterkathodenraum verweilenden Elektronen vergrößern.

Diese Vergrößerung der Raumladung ist auch aus den $J_e - E_a$ Kurven (Bild 4) ersichtlich. Zwischen $E_a = +20$ V und 0 V sinkt $J_e = J_a + J_g$ sehr stark ab. Die Ursache ist wiederum in der Wirkung der Raumladungen zu suchen, die in diesem Gebiet sehr groß werden infolge von Elektronenpendelungen. Die Einsattelungen der J_a und J_g-Kurven in der Gegend von 50 bis 100 V rühren von den Sekundärelektronen her, die hier in größerer Anzahl an der Anode auftreten und zum Gitter hingezogen werden. Bei Anodenspannungen über 450 V treten am Gitter Sekundärelektronen auf, die infolge des höheren Potentials der Anode zu dieser hinfliegen und so einen negativen Gitterstrom verursachen.

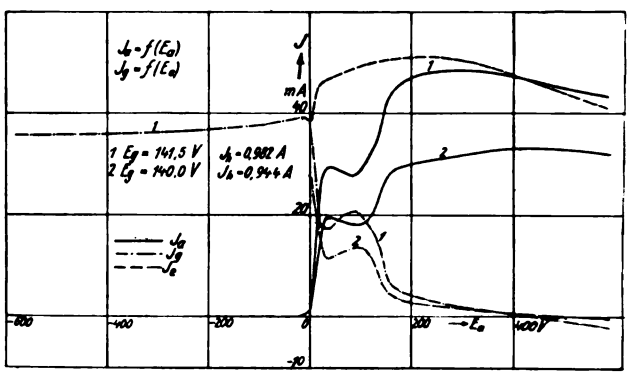


Bild 4.
Anoden- und Gitterstrom als Funktion der Anodenspannung.

Das Vakuum der Röhre wurde mit Hilfe des Ionenstroms bei positivem Gitter und negativer Anode bestimmt. Es ergab sich ein Vakuumfaktor von $3{,}7 \cdot 10^{-6}$. Das Vakuum der Röhre kann somit als sehr gut bezeichnet werden.

Die Apparatur.

Zunächst wurde eine Schaltung verwendet, bei der keinerlei Schwingungssysteme an die Röhre angeschlossen waren, sondern lediglich die Spannungsquellen für Gitter, Anode und Kathode. Die Röhre stand für sich allein auf einem Bock, von dem vier verdrillte Leitungen von den Elektroden zu dem 3 m entfernten Instrumententisch führten. In diese Zuleitungen waren unmittelbar an der Röhre vier kleine Drosselspulen eingebaut, die aus 180 Windungen mit einem Durchmesser von 8 mm bestanden. Sie hatten den Zweck, die Leitungen gegen die Hochfrequenzströme abzudrosseln. Als Spannungsquellen dienten ausschließlich Akkumulatorenbatterien. Am Gitter lag eine positive Spannung, die mittels eines Potentiometers in weiten Grenzen verändert werden konnte. An die Anode konnte sowohl positive wie negative Spannung gelegt werden, die ebenfalls mit einem Potentiometer reguliert wurde. Von besonderer Wichtigkeit war die genaue Einregulierung und Konstanthaltung des Heizstromes. Diese wurde erreicht durch Verwendung eines Vorwiderstandes, der aus einem 1 m langen Konstantan-Draht bestand, längs dessen ein Gleitkontakt verschoben werden konnte. Nach erfolgter Einregulierung des Heizstromes konnte der Kontakt mittels einer Schraube festgestellt werden, so daß keinerlei veränderliche Kontakte mehr in der Heizleitung waren.

Digitized by Google

Zur Messung der Wellenlänge diente ein Lecher sches Paralleldrahtsystem, das in einer Koppelschleife endete (Bild 5). Die Drähte hatten einen Abstand von 2 cm. Die Abstimmung des Systems wurde mit kreisförmigen Plattenbrücken von 16 cm ∅ und 2 mm Dicke bewerkstelligt, die auf einem Schlitten auswechselbar angebracht waren. Dieser konnte

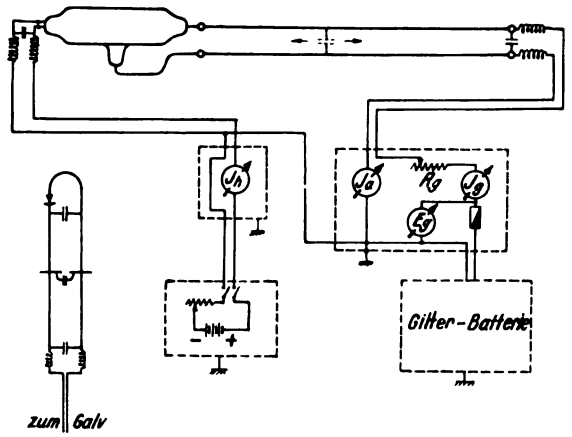


Bild 5.
Schaltungsschema.

mittels eines Schnurzuges, der über vier Rollen zum Galvanometer geleitet wurde, bewegt werden. Es wurden 2 verschiedene Brücken verwendet. Die eine bestand aus 2 isolierten Hälften, während die andere massiv war. Um dauernd guten Kontakt zwischen der Brücke und den Drähten zu erhalten, wurden kleine Elektromotorkohlen verwendet, die mit Spiralfedern gegen die Drähte gedrückt wurden. Zur Gleichrichtung der Schwingungsströme wurde ein Kristalldetektor verwendet. Am konstantesten und daher am besten geeignet war ein solcher, der aus zwei Steinen bestand. Es wurden verschiedene Schaltungen ausprobiert. Dabei erwies sich folgende als am besten: Es wurde der Detektor in die der Röhre zugewandten Seite des Lecher systems eingebaut und durch einen Kondensator (1000 cm) zum Zwecke der Dämpfungsverminderung überbrückt. Die durchschnittene Plattenbrücke war ebenfalls mit einem Kondensator gleicher Größe überbrückt. Diese Anordnung ergab eine sehr vollkommene Reflektion. Am hinteren Ende der Paralleldrähte war die Galvanometerleitung angelötet. Da die Zuleitungen nicht bewegt zu werden brauchten, konnten sie fest verlegt werden, und es gelang so, durch geeignete Führung und durch Einbau kleiner Drosseln die Nullausschläge zu beseitigen. Die beschriebene Schaltung ergab sehr scharfe Maxima und war außerdem genügend empfindlich. Die Koppelung zwischen Lecher system und Sender geschah durch eine Koppelschleife, die auf der dem Sender zugekehrten Seite angebracht war. An der Röhre waren keinerlei Antennen angebracht, vielmehr genügte es, die Koppelschleife der Röhre bis auf etwa 150 bis 30 cm zu nähern. Durch Veränderung des Abstandes konnte die Koppelung verändert werden.

Als Stromanzeiger wurde ein kleines Spiegelgalvanometer von Siemens & Halske von $3 \cdot 10^{-9}$ Amp. pro Skalenteil Empfindlichkeit und einem Widerstand von 60 Ohm verwendet. Die Schwingungsdauer betrug 2,5 sek. Zur Veränderung der Empfindlichkeit wurde eine Kombination von Vorschalt- und Parallel-Widerständen benutzt.

Im Verlauf der Untersuchungen wurde die Schaltung der Röhre etwas abgeändert. Es stellte sich nämlich heraus, daß in den Zuführungen zur Röhre hochfrequente Ströme flossen und daß diese von Einfluß auf den Schwingungszustand der Röhre waren. Vor allem waren die langen Leitungen zur Institutsbatterie, die sich im Keller befand, störend. Es wurde daher eine kleine Akkumulatorenbatterie, die mit Anzapfungen versehen war, im Zimmer selbst aufgebaut. Um die Leitungen schwingungsfrei zu bekommen, wurden sie einerseits durch Kondensatoren überbrückt, andererseits wurden doppeladrige Bleikabel verwendet, wobei der Bleimantel die Drähte vor Strahlung schützte. Um auch die Instrumente und Batterien abzuschirmen, wurden sie in Blechkästen eingebaut. Um trotzdem ein Ablesen der Instrumente zu ermöglichen, wurden die betreffenden Kästen mit einem engmaschigen Drahtgitter bedeckt. Es ergab sich folgender Aufbau (Bild 5). Die gestrichelten Vierecke deuten die Blechkästen an. Bei dieser Schaltung war die Anode mit dem negativen Heizfadenende verbunden, also $E_a = 0$. Zur genauen Einregulierung der Gitterspannung diente R_g. Das äußere Schwingungssystem bestand aus einem Lecher system.

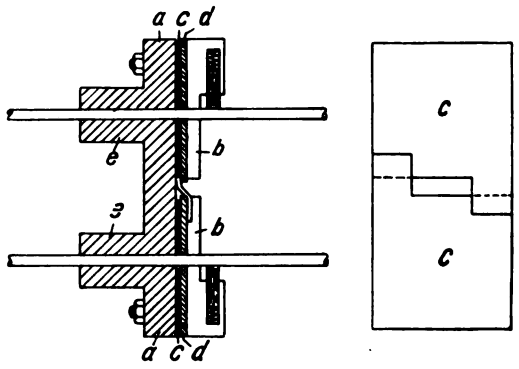


Bild 6.
Kondensatorbrücke für das Lechersystem.

Dies wurde in zweierlei Weise an die Röhre angeschlossen. Bei der einen Schaltung war es mit der Anode und einer Heizdrahtdurchführung verbunden. Dabei wurde eine Kurzschlußbrücke ähnlicher Konstruktion, wie oben beschrieben, verwendet. Bei der zweiten Schaltung wurde das System an Gitter und Anode angeschlossen. In diesem Falle diente zur Ueberbrückung der Drähte ein verschiebbarer Kondensator folgender Konstruktion (Bild 6): Auf der 1 cm starken Platte (*a*) aus Isoliermaterial ist der Kondensator montiert. (*b*) sind 2 mm starke Messingbleche. Sie bilden die eine Belegung. Die andere besteht aus einer Kupferblechfolie (*c*). Die Ansätze dieser Folie stellen eine leitende Verbindung mit dem jeweils gegenüberstehenden Blech (*b*) her, indem sie in der Mitte zwischen den beiden Glimmerblättchen (*d*) hochgebogen sind und an (*b*) zu liegen kommen. (*e*) sind Führungsbuchsen aus Messing, die in (*a*) eingeschraubt sind. Der Gleitkontakt mit den Drähten wird in gleicher Weise, wie bei den Plattenbrücken beschrieben, bewerkstelligt. Die Lecher schen Drähte werden durch zwei symmetrisch zur Mittellinie gelegene Bohrungen geführt. Der Vorzug dieses Kondensators ist, daß seine Belegungen unmittelbar an den Drähten liegen. Auf diese Weise gelang es, eine

Digitized by Google

sehr gute Reflektion zu erzielen und Schwingungen auf den dahinterliegenden Drähten fast ganz zu unterdrücken.

Die Abhängigkeit der Wellenlänge von den Elektrodenspannungen.

Es wurde zunächst die oben beschriebene erste Schaltung verwendet. Bei bestimmten Betriebsbedingungen treten Schwingungen auf, deren Wellenlänge von den angelegten Spannungen abhängig war. Bei Aenderung der Anodenspannung, wobei Gitterspannung und Heizstrom konstant gehalten wurden, ergibt sich folgendes Bild (Bild 7): Eine Steigerung

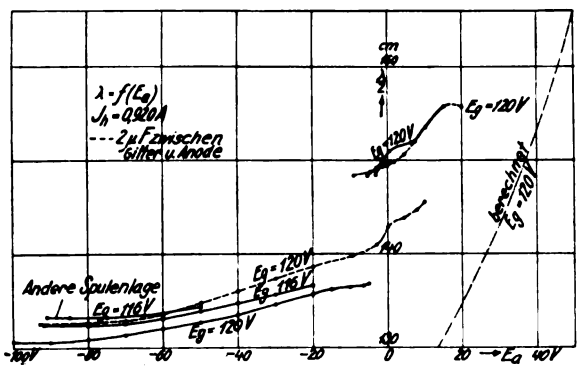


Bild 7.
Wellenlänge als Funktion der Anodenspannung.

der Anodenspannung zieht eine Erhöhung der Wellenlänge nach sich. Ein Vergleich mit der nach Barkhausen-Kurz berechneten Kurve

$$\lambda = \frac{1000}{\sqrt{E_g}} \frac{da \cdot E_g - dg \cdot E_a}{E_g - E_a}$$

zeigt bedeutende Abweichungen der beiden Kurven. In der Umgebung von $E_a = 0$ V springt die Kurve auf einen höher gelegenen Ast, wobei die Unstetigkeit an verschiedenen Stellen liegt, je nachdem wir von größeren oder von kleineren Anodenspannungen ausgehen.

Nun wurde untersucht, ob Veränderungen an den Spannungszuleitungen zur Röhre einen Einfluß auf die Schwingungen ausüben. Bereits eine Lageveränderung der kleinen Drosselspulen machte sich in einer Wellenlängenänderung bemerkbar. Die Parallelschaltung von zwei großen Kondensatoren ($2\,\mu F$) zwischen Anoden- und Gitterleitung verschob die Kurve in der Richtung größerer λ und veränderte auch den Kurvenlauf bei $E_a = 0$ V. (— — — Kurve). Schwingungen traten auf von $E_a = -100$ V bis $E_a = +20$ V; desgleichen bemerkenswerterweise auch bei isolierter Anode, jedoch mit geringer Intensität. Dabei war die Wellenlänge die gleiche wie für $E_a = -36$ V.

Diese Versuche ergaben, daß die Schwingungen auch wesentlich von der Gestaltung und Führung der Leitungen abhängen. Im besonderen Maße gilt dies vor allem für die Intensität. Dieselbe war bereits beim Herumgehen im Zimmer großen Schwankungen unterworfen, die selbst dann noch in geringem Maße fortbestanden, wenn im Zimmer keinerlei Lageveränderungen irgendwelcher Gegenstände mehr stattfanden. Daraus geht hervor, daß die Intensitätsschwankungen zum Teil im Innern der Röhre selbst ihren Sitz haben müssen. Es ist daher schwierig, den genauen Intensitätsverlauf festzustellen; es kann lediglich gesagt werden, daß die Intensität, beurteilt aus der Größe der Maxima auf dem Lecher system, bei großen negativen Anodenspannungen mit kleinen Werten beginnt, bei etwa $E_a = 0$ V ihr Maximum erreicht und dann schnell wieder abfällt.

Es wurde nun untersucht, ob es möglich ist, den Einfluß der zur Röhre führenden Leitungen, die ein undefiniertes, nicht kontrollierbares Schwingungssystem bilden, zu eliminieren. Zu diesem Zwecke wurden alle Leitungen durch Kondensatoren überbrückt und versucht, durch Aenderung ihrer Größe und ihrer Lage die Leitungen kapazitiv für die hochfrequenten Ströme kurzzuschließen. Bild 8 zeigt λ-E_g-Kurven für verschiedene Größen des Gitter und Anode überbrückenden Kondensators und verschiedene Abstände desselben vom Röhrensockel. Diese Kurven geben auch ein Bild der Abhängigkeit der Wellenlänge von der Gitterspannung. Sie wurden für $E_a = 0$ V aufgenommen, da dann die größte Energie erzielt wurde.

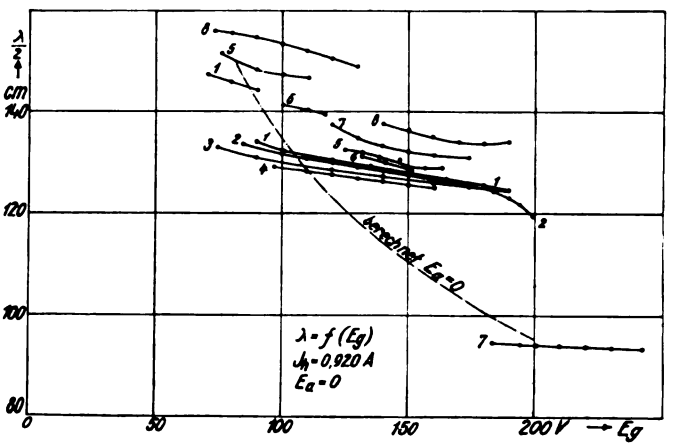


Bild 8.
Wellenlänge als Funktion der Gitterspannung und Einfluß der Stromzuführungen.

Kurve	Kapazität	Entfernung vom Sockel
		cm
1	100 cm	13,7
2		10,0
3		6,7
4		0
5	1000 cm	13,7
6		8,3
7	$2\,\mu F$	13,8
8	0	—

Die Kurven bilden meist nicht einen einzigen Kurvenzug, sondern zerfallen in mehrere übereinanderliegende Kurvenäste. Das Einsetzen der Schwingungen erfolgt sprungweise bei einer bestimmten Mindestspannung mit geringer Intensität, die mit wachsendem E_g ein Maximum erreicht und dann wieder abnimmt bis zur nächsten Sprungstelle. Diese liegt nicht immer bei derselben Gitterspannung. An diesen Stellen sind die Schwingungen ziemlich instabil, die Wellenlänge springt bei geringen Anlässen von einem Ast auf den anderen. Das Ein- und Aussetzen der Schwingungen macht sich an den Strömen und Spannungen bemerkbar. Am deutlichsten kann dies am Anodenstrom beobachtet werden, der zunimmt, sobald Schwingungen vorhanden sind, während der Gitterstrom entsprechend abnimmt. Seine Größe gibt

Digitized by Google

ein getreues Maß für die Intensität der Schwingungen. Die Ergebnisse stimmen mit denen von Grechowa[4]) überein. Ein Vergleich mit der nach Barkhausen-Kurz gerechneten Kurve zeigt die geringe Spannungsabhängigkeit der Wellen. Die Wellenlänge ändert sich nur wenig mit der Gitterspannug. Sie ist durch die Eigenwellenlänge des äußeren Schwingungskreises bestimmt. Mit Verkleinerung derselben nimmt sie ab und umgekehrt.

Trotz verschiedener Wahl des Ueberbrückungskondensators gelang es nicht, die Zuleitungen gegen die Hochfrequenz abzuriegeln. Vielmehr trat stellenweise das Gegenteil ein: Wenn der Kondensator zu nahe an die Röhre herangebracht wurde, setzten die Schwingungen aus. Auch bei vollständigem Einbau der Röhre in einen geerdeten Blechkasten ließen sich auf dem Lecher system Schwingungen nachweisen. Da keinerlei Koppelungen mit der Röhre selbst vorhanden sein konnten, mußten diese von den in den Leitungen fließenden Schwingungsströmen herrühren. Es war also nicht gelungen, durch das Parallelschalten von Kondensatoren die Schwingungen von den Leitungen abzuriegeln. Es wurde vermutet, daß die hochfrequenten Ströme der Zuführungen hauptsächlich durch die von der Röhre und den Leitungen ausgehende Strahlung hervorgerufen wurden. Daher wurde zu der schon beschriebenen Schaltung *2* übergegangen, bei der sämtliche Leitungen und Apparate durch Metall vor der Strahlung geschützt waren. Zuerst wurde das Lecher system an Gitter und Anode angeschlossen und der Spezialkondensator als Brücke verwendet. Um eine möglichst einfache Schaltung und Leitungsführung zu erhalten, wurde keine besondere Anodenspannung verwendet, sondern die Anode mit dem negativen Heizfadenende verbunden. Dieser Aufbau war hinsichtlich der Reproduzierbarkeit der Schwingungen dem früheren weit überlegen. Der Einfluß der Zuleitungen war nur noch gering und konnte durch feste Verlegung derselben beseitigt werden. Es mußte jedoch dafür Sorge getragen werden, daß sich in der Umgebung des Senders nichts veränderte. Die Annäherung eines Gegenstandes hatte z. B. schon eine beträchtliche Schwankung der Intensität zur Folge. Die Schwingungsenergie konnte nicht quantitativ untersucht werden, da sie infolge des notwendigen Umhergehens im Raume zur Ablesung der Instrumente und Einstellung der Wellenlänge keine reproduzierbaren Werte ergab.

Bei den folgenden Messungen wurde die Abhängigkeit der Wellenlänge von der Eigenschwingung des äußeren Kreises untersucht. Diese Darstellung ergibt bedeutend übersichtlichere Resultate wie die bisherige, bei der die Gitterspannung die unabhängige Variable war. Dies hängt mit dem Umstand zusammen, daß der Zusammenhang zwischen Eigenfrequenz und Länge des Lecher systems genau bekannt ist und daher jene leicht berechnet werden kann. Auf diese Weise lassen sich Schlüsse auf die Einwirkung des Schwingungskreises auf die Elektronenschwingungen ziehen, wie im folgenden gezeigt werden soll.

Berechnung der Abhängigkeit der Wellenlänge vom äußeren Schwingungskreis.

Die bisherigen Untersuchungen hatten eine gleichzeitige Abhängigkeit der Wellenlänge von den Betriebsbedingungen wie vom äußeren Schwingungskreis ergeben. Es wird nun versucht, dies als einen Koppeleffekt zweier schwingender Systeme zu deuten. Dabei wird die Vorstellung einer Pendelbewegung der Elektronen wie bei Barkhausen und Kurz zugrunde gelegt. Die Elektronen bilden das eine Schwingungssystem, während das andere durch das an die Elektroden angeschlossene Lecher system gebildet wird. Diesen Gedanken führen bereits Tank und Schiltknecht[5]) an und deuten die Lösung für einen quasistationären Schwingungskreis an.

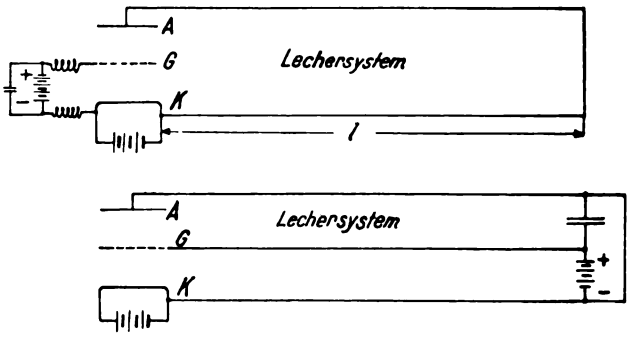


Bild 9.
Schaltschema Röhre mit Lechersystem.

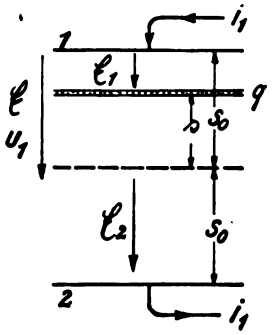


Bild 10.
Bezeichnungen.

Die den Berechnungen zugrunde gelegte Schaltung ist folgende (Bild 9): Die Experimente zeigen, daß beide Schaltungen prinzipiell dieselben Resultate ergeben. Es ist gleichgültig, ob der äußere Schwingungskreis an Gitter und Anode oder Kathode und Anode angeschlossen wird. Da aber der letztere Fall einfacher zu behandeln ist, wurde er gewählt.

Es wird angenommen, daß eine Elektronenschicht der Größe $q = \sigma F$ um das Gitter schwinge vermöge der dem Gitter aufgedrückten Spannung E_g. Dabei wird die Frage, wie eine derartige Ordnung in die Elektronenbewgung kommt, offen gelassen. σ bedeutet die Flächendichte der Ladung, F die Fläche der Anode resp. Kathode (Bild 10). Der Abstand zwischen Kathode und Gitter und Anode und Gitter sei gleich und werde mit s_0 bezeichnet, die Entfernung der Elektronenschicht vom Gitter mit s. Die Differentialgleichung der Elektronenschwingung lautet:

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} = \mp \frac{E_g}{s_0} e \qquad (1)$$

e = Ladung eines Elektrons.
m = Masse eines Elektrons.
t = Zeit.
E_g = Gitterspannung.

Digitized by Google

Die Lösung dieser Gleichung ergibt eine Parabel. Um einfachere Verhältnisse zu erhalten, approximiere ich die Pendelbewegung der Elektronen durch ein quasielastisches Kraftgesetz, das harmonische Schwingungen derselben Umlaufszeit ergibt:

$$m\frac{d^2s}{dt^2} = -as \tag{2}$$

daraus $s = A \sin(\omega_0 t + \varphi)$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{a}{m}}$$

Der Faktor a muß so gewählt werden, daß die richtige Frequenz des Elektronenumlaufs herauskommt. Diese ergibt sich nach Barkhausen und Kurz zu

$$\omega_0 = \frac{\pi}{2s_0}\sqrt{\frac{eE_g}{2m}} = \sqrt{\frac{a}{m}} \tag{3}$$

daraus

$$a = \frac{\pi^2}{8}\frac{eE_g}{{s_0}^2}; \quad \frac{a}{m} = E_g\left(\frac{\pi}{4s_0}\right)^2\frac{2e}{m}$$

Wenn nun das Lecher system angeschlossen wird, so wird dieses durch die von der schwingenden Raumladungsschicht influenzierten Ladungen in Schwingungen versetzt. Auf diese Weise wird der Anode und Kathode eine Wechselspannung aufgedrückt, die wiederum die Elektronenbewegung beeinflußt. Wir haben also zwei gekoppelte Systeme vor uns. Das eine ist die Schwingung der Elektronenschicht, das andere der an die Röhre angeschlossene Schwingungskreis.

Die Ladung, die durch schwingende Elektronen auf jeder der beiden Platten eines ebenen Kondensators, an dem die Spannung u_1 liegt, influenziert wird, berechnet Pfetscher[6]) zu

$$Q = \frac{Q_1 - Q_2}{2} = u_1 C_0 - \frac{s}{2s_0}q = \int i\,dt \tag{4}$$

e ist negativ einzusetzen. Q_1, Q_2 = Ladung der beiden Platten. Q ist die halbe Differenzladung der beiden Platten, deren Aenderung den Ladestrom des Kondensators bedingt. $u_1 C_0$ ist die der geometrischen Kapazität entsprechende Ladung. Der zweite Teil $-\frac{s}{2s_0}q$ rührt von den schwingenden Elektronen her. Um die Kraftwirkung dieser Ladungen auf ein Elektron zu berechnen, müssen wir die Feldstärke $\mathfrak{E}$ im Kondensator ermitteln. Diese hat an der Stelle s eine Unstetigkeitsstelle. Zwischen Fläche 1 und der Elektronenschicht ist ihre Größe $\mathfrak{E}_1$, zwischen Fläche 2 und der Elektronenschicht $\mathfrak{E}_2$ (Bild 10). Es werde um Fläche 1 eine sie eng umschließende Hüllfläche gelegt. Dann gilt für das geschlossene Flächenintegral

$$\int_F \vartheta_{1n}\,df = Q_1 = \triangle\,\mathfrak{E}_1 F$$

Ebenso $$\int_F \vartheta_{2n}\,df = Q_2 = -\triangle\,\mathfrak{E}_2 F$$

ϑ = elektrische Verschiebung

$\triangle$ = allgemeine Dielektrizitätskonstante

F = Fläche

Die Kraft $\mathfrak{K}$ auf ein Elektron der Schicht ergibt sich aus

$$\mathfrak{K} = e\left(\frac{\mathfrak{E}_1 + \mathfrak{E}_2}{2}\right)$$

$$\mathfrak{K} = \frac{e}{\triangle F}\left(\frac{Q_1 - Q_2}{2}\right) = \frac{e}{2s_0 C_0}Q$$

da $C_0 = \frac{\triangle F}{2s_0}$ ist.

Die Differentialgleichung für die Bewegung eines Elektrons lautet nun

$$m\frac{d^2s}{dt^2} + as + \frac{eQ}{2s_0 C_0} = 0 \tag{5}$$

$$\frac{d^2s}{dt^2} + \omega_0^2 s + k_1^2 Q = 0 \tag{6}$$

$$k_1^2 = \frac{e}{m}\cdot\frac{1}{2s_0 C_0}$$

Durch das an die Röhrenelektroden angeschlossene Lecher system, das den Scheinwiderstand $\mathfrak{R}_1$ habe, sind u_1 und $i_1 = \frac{dQ}{dt}$ miteinander verknüpft. Das Lecher system besitze gleichmäßig verteilten Widerstand (R Ohm pro Längeneinheit) und sei am Ende kurz geschlossen. Dann ergibt sich $\mathfrak{R}_1$ aus den bekannten Beziehungen:

$$\mathfrak{U}_1 = \mathfrak{U}_2 \mathfrak{Cof}\,\nu l + \mathfrak{J}_2 \mathfrak{Z}\,\mathfrak{Sin}\,\nu l$$

$$\mathfrak{J}_1 = \mathfrak{J}_2 \mathfrak{Cof}\,\nu l + \frac{\mathfrak{U}_2}{\mathfrak{Z}}\mathfrak{Sin}\,\nu l$$

da $\mathfrak{U}_2 = 0$ ist $\quad \mathfrak{R}_1 = \frac{\mathfrak{U}_1}{\mathfrak{J}_1} = \mathfrak{Z}\,\mathfrak{Tg}\,\nu l$

dabei ist

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\frac{R + j\Omega\mathfrak{L}}{j\Omega K}} \text{ und } \nu = \sqrt{(R + j\Omega\mathfrak{L})j\Omega K} \tag{7}$$

Dabei sind sinusförmige Ströme und Spannungen vorausgesetzt. Da die Elektronenschwingung sinusförmig angesetzt wurde und L und K unabhängig von der Frequenz sind, so müssen auch tatsächlich wieder sinusförmige Schwingungen entstehen, so daß folgender Lösungsansatz gerechtfertigt ist:

$$i_1 = \mathfrak{J}_1 \varepsilon^{j\Omega t} \qquad s = \mathfrak{S}\varepsilon^{j\Omega t}$$

und damit

$$u_1 = -\mathfrak{J}_1 \mathfrak{R}_1 \varepsilon^{j\Omega t}$$

Andererseits war nach (4)

$$u_1 = \frac{Q}{C_0} + \frac{s}{2s_0}\frac{q}{C_0}$$

Die Gleichsetzung ergibt

$$\frac{Q}{C_0} + \frac{s}{2s_0}\frac{q}{C_0} + \mathfrak{J}_1 \mathfrak{R}_1 \varepsilon^{j\Omega t} = 0 \tag{8}$$

Es ist

$$Q = \int i_1\,dt = \frac{1}{j\Omega}\mathfrak{J}_1 \varepsilon^{j\Omega t}$$

damit geht Gleichung (8) über in

$$\frac{\mathfrak{J}_1}{j\Omega C_0}\varepsilon^{j\Omega t} + \mathfrak{J}_1 \mathfrak{R}_1 \varepsilon^{j\Omega t} + \frac{\mathfrak{S}}{2s_0}\frac{q}{C_0}\varepsilon^{j\Omega t} = 0$$

$$\mathfrak{S} = -\mathfrak{J}_1\left[\frac{1}{j\Omega C_0} + \mathfrak{R}_1\right]\frac{2s_0 C_0}{q} \tag{9}$$

Digitized by Google

Aus Gleichung (5) ergibt sich

$$\mathfrak{S} = -k_1^2 \frac{\mathfrak{I}_1}{j\Omega(\omega_0^2 - \Omega^2)}$$

Die Gleichsetzung beider Ausdrücke ergibt:

$$(\omega_0^2 - \Omega^2)(1 + j\Omega C_0 \mathfrak{R}_1) - \omega_1^2 = 0 \qquad (10)$$

wobei

$$\omega_1^2 = k_1^2 \frac{q}{2 s_0} \text{ ist.} \qquad (11)$$

Bestimmung der Koppelfrequenzen unter Vernachlässigung der Dämpfung.

Es sollen nun die Koppelfrequenzen unter der Annahme, daß das Lechersystem ungedämpft ($R = 0$) ist, berechnet werden. Sie seien mit ω bezeichnet.

Für $R = 0$ ergibt sich aus (7)

$$\mathfrak{Z} = Z = \sqrt{\frac{\mathfrak{L}}{K}} \text{ und } \nu = j\omega\sqrt{\mathfrak{L}K}$$

und damit

$$\mathfrak{R}_1 = jZ \operatorname{tg} \omega l \sqrt{\mathfrak{L}K}$$

Gleichung (10) erhält dann folgende Form

$$(\omega_0^2 - \omega^2)(1 - \omega C_0 Z \operatorname{tg} \omega l \sqrt{\mathfrak{L}K}) - \omega_1^2 = 0 \qquad (10a)$$

Daraus

$$\operatorname{tg}(\omega l \sqrt{\mathfrak{L}K}) = \frac{1}{\omega C_0 Z}\left[\frac{\omega_0^2 - \omega^2 - \omega_1^2}{\omega_0^2 - \omega^2}\right]$$

$$= \frac{1}{\omega C_0 Z}\left[1 - \frac{\left(\frac{\omega_1}{\omega_0}\right)^2}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}\right] \qquad (12)$$

Mit Einführung der Wellenlänge λ erhält man

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}; \quad \sqrt{\mathfrak{L}K} = \frac{1}{c}$$

Die Frequenzgleichung lautet dann:

$$\operatorname{tg}\frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi c C_0 Z}\left[1 - \frac{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\right)^2}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2}\right]$$

$$= \frac{\lambda}{2\pi c C_0 Z}[1 - T] \qquad (13)$$

Die Größen λ_0 und λ_1 haben folgende Werte

$$\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}; \quad \omega_0 = \frac{\pi}{2 s_0}\sqrt{E_g}\sqrt{\frac{e}{2m}}$$

$$\lambda_0 = \frac{2\pi c \cdot 2 s_0}{\pi\sqrt{E_g}\sqrt{\frac{e}{2m}}} = \frac{\text{const}}{\sqrt{E_g}}$$

$$\lambda_1 = \frac{2\pi c}{\omega_1}; \quad \omega_1 = \sqrt{\frac{q}{2 s_0}} \cdot \sqrt{\frac{e}{m \cdot 2 s_0 C_0}} \qquad (14)$$

$$\lambda_1 = \frac{2\pi c \cdot s_0}{\sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot \sqrt{\frac{q}{2 s_0}}}$$

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_1} = \frac{\omega_1}{\omega_0} = \frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{q/C_0}{2E_g}}$$

Um die Betrachtung von speziellen Werten für C_0 und Z unabhängig zu machen, führen wir folgende neue Unbekannte ein, die sich nur durch den Faktor $2\pi c C_0 Z$ von den alten unterscheiden.

$$\begin{aligned} \lambda &= \lambda'(2\pi c C_0 Z) \\ l &= l'(2\pi c C_0 Z) \\ \lambda_0 &= g_0(2\pi c C_0 Z) \\ \lambda_1 &= g_1(2\pi c C_0 Z) \end{aligned} \qquad (15)$$

Dabei ist

$$g_0 = \frac{\lambda_0}{2\pi c C_0 Z} = \frac{2 s_0}{\pi\sqrt{E_g}\sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot C_0 Z} = \frac{\text{const}}{C_0 Z \sqrt{E_g}}$$

g_0 ist also der Wellenlänge λ_0 proportional, die von den nicht durch den äußeren Kreis beeinflußten Elektronenschwingungen herrührt.

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_1} = \frac{g_0}{g_1} = \frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{q/C_0}{2E_g}}$$

Durch Einsetzung obenstehender Größen in Gleichung (13) erhalten wir

$$\operatorname{tg}\frac{2\pi l'}{\lambda'} = \lambda'\left[1 - \frac{\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2}{1 - \left(\frac{g_0}{\lambda'}\right)^2}\right] = \lambda'[1 - T] \qquad (16)$$

Diskussion der Frequenzgleichung.

Betrachten wir zunächst die Größe

$$\frac{g_0}{g_1} = \frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{q/C_0}{2E_g}}$$

Dieselbe ist maßgebend für die Koppelung zwischen den beiden Schwingungen, denn ihre Größe bestimmt die Abweichung der Koppelfrequenzen von den Eigenschwingungen. Setzen wir nämlich

$$\frac{g_0}{g_1} = 0 \text{ d. h. } q = 0$$

so erhalten wir

$$\operatorname{tg}\frac{2\pi l'}{\lambda'} = \lambda'; \quad \frac{2\pi l'}{\lambda'}\operatorname{tg}\frac{2\pi l'}{\lambda'} = 2\pi l' \qquad (17)$$

Diese Gleichung ergibt den Zusammenhang zwischen der Eigenwellenlänge des äußeren Schwingungskreises, der aus dem an einem Ende kurzgeschlossenen Lecher system besteht, an dessen anderem Ende die Röhrenkapazität angeschlossen ist, mit dessen Länge l'. Der Quotient $\frac{\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2}{1 - \left(\frac{g_0}{\lambda'}\right)^2}$ bestimmt somit die Abweichung von der Eigenfrequenz des Lecher systems. Je größer $\frac{g_0}{g_1}$ wird, desto mehr weichen die Koppelschwingungen von den Eigenschwingungen ab. $\frac{g_0}{g_1}$ ist abhängig von $\frac{q/C_0}{2E_g}$, also dem Quotienten zweier Spannungen. $\frac{q}{C_0}$ = die Spannung, die die Ladung q hervorruft, wenn sie auf den Kondensator C_0 gebracht wird. In allen praktischen Fällen wird dieses Verhältnis klein gegen 1

Digitized by Google

sein, in der Größenordnung von einigen Hundertsteln bis Zehnteln. Den theoretisch möglichen maximalen Wert können wir bestimmen, wenn wir den Fall des Kurzschlusses betrachten, d. h. $l' = 0$; dann erhalten wir

$$0 = \lambda'_k \left[1 - \frac{\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2}{1 - \left(\frac{g_0}{\lambda'_k}\right)^2} \right]$$

daraus

$$\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2 = 1 - \left(\frac{g_0}{\lambda'_k}\right)^2$$

$$\left(\frac{g_0}{\lambda'_k}\right)^2 = 1 - \left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2$$

Daraus ist ersichtlich, daß $\frac{g_0}{g_1}$ höchstens $= 1$ werden kann, denn größere Werte würden komplexe λ'_k ergeben, was keinen Sinn hat. In diesem Falle kompensiert die Wechselspannung zwischen Anode und Kathode gerade die Wirkung der Gitterspannung. Es finden keine Schwingungen mehr statt.

In der Gleichung für λ' kommt die *tg*-Funktion vor. Da diese periodisch ist, erhalten wir unendliche viele Kurvenzweige, deren Gesamtheit $\lambda' = f(l')$ darstellen. Um diese Zweige zu erhalten, schreiben wir

$$\text{arc tg}\left[\lambda' \left\{ 1 - \frac{\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2}{1 - \left(\frac{g_0}{\lambda'}\right)^2} \right\} \right] = \frac{2\pi l'}{\lambda'} = \alpha + n\pi$$

$$-\frac{\pi}{2} < \alpha < +\frac{\pi}{2}$$

$$\frac{l'}{\lambda'} = \frac{\alpha}{2\pi} + \frac{n}{2}; \; l' = \frac{\lambda'\alpha}{2\pi} + \frac{n}{2}\lambda'$$

$$n = 0, 1, 2, 3 \ldots .$$

Man sieht, daß man für ein λ' unendlich viele l' erhält, die alle um $\frac{1}{2}\lambda'$ verschiedens ind. Die einzelnen Kurvenzweige haben also Abstände — parallel zur l'-Achse gemessen — die gleich $\frac{1}{2}\lambda'$ sind, also proportional mit λ' zunehmen. Es genügt daher, den ersten Kurvenzweig (die Grundschwingung) zu betrachten, da die Kurvenform der Oberschwingung im wesentlichen dieselbe ist, nur etwas in die Breite gezogen. Wir betrachten nun die Eigenschwingungen, die wir erhalten, wenn wir $\frac{g_0}{g_1} = 0$ machen.

$$\text{tg}\frac{2\pi l'}{\lambda'} = \lambda'$$

Diese Kurven sind in Bild 11 gezeichnet und λ' als Funktion von l' aufgetragen. Wir erhalten die Grundschwingungen mit den Harmonischen.

Nach Erläuterung der in die Frequenzgleichung eingehenden Größen soll diese Gleichung diskutiert werden. Zu diesem Zweck betrachten wir zuerst den Ausdruck

$$T = -\frac{\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2}{1 - \left(\frac{g_0}{\lambda'}\right)^2} \qquad \text{Aus (16)}$$

der ja maßgebend ist für die Abweichung der Wellenlänge von der Eigenschwingung des Lecher-systems. Lassen wir λ' von 0 an bis g_0 wachsen, so nimmt T von 0 bis $-\infty$ ab; im Intervall von $\lambda' = g_0$

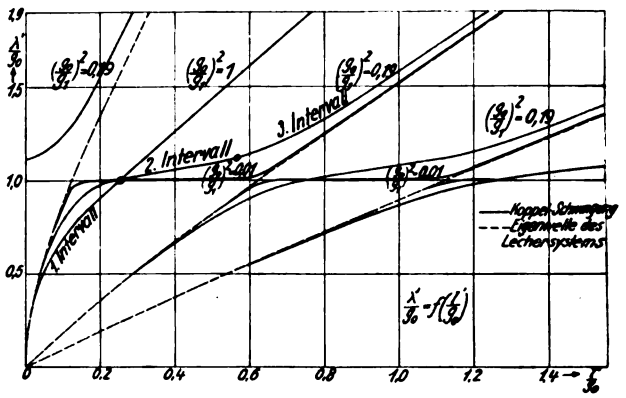


Bild 11.
Theoretischer Verlauf der Wellenlänge.

bis $\lambda' = \infty$ nimmt T von $+\infty$ stetig ab, um schließlich den Grenzwert $\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2$ zu erreichen, wenn λ' unendlich wird. Der Verlauf der Funktion ist aus Bild 12 ersichtilch. Entsprechend den tatsächlichen Verhältnissen wurde $\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2 \ll 1$ angenommen. Der Einfluß von $\frac{g_0}{g_1}$ ist aus der Skizze erkennbar. Je kleiner $\frac{g_0}{g_1}$ ist, desto mehr legt sich die Kurve an die Geraden $T = 0$

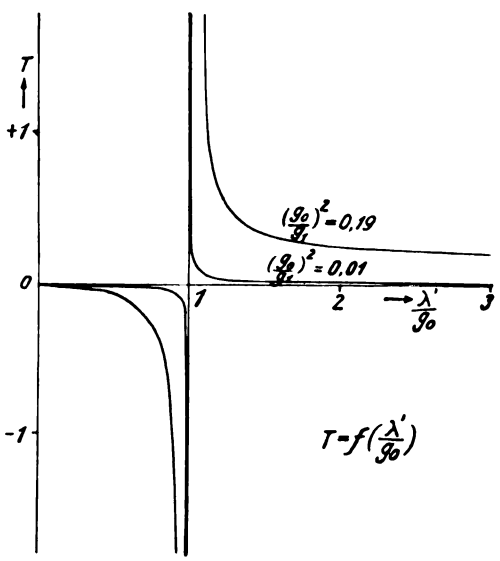


Bild 12.
T als Funktion der Wellenlänge.

und $\lambda' = g_0$ an. Von besonderer Bedeutung sind die Teile, für die T nur wenig von 0 verschieden ist, weil wir in diesen Gebieten die Eigenschwingung des Lecher systems erhalten. Dies ist der Fall, solange $\frac{\lambda'}{g_0} \ll 1$ und für $\frac{g_0}{\lambda'} \ll 1$. Dazwischen werden wir starke Abweichungen erhalten.

Es ist praktisch, zum Zwecke der Diskussion, die Kurve in drei Teile zu zerlegen und zwar durch die Punkte, für die $T = \infty$ resp. $T = 1$ wird. Für diese

Digitized by Google

beiden ausgezeichneten Trennpunkte der Intervalle stehen λ' und l' in einfachem Zusammenhang: Der 1. Punkt ($T=\infty$) hat die Koordinaten

$$\lambda' = g_0; \quad l' = g_0\left(\frac{1}{4}+\frac{n}{2}\right)$$

$$\frac{l'}{\lambda'} = \frac{1}{4}+\frac{n}{2};$$

Der 2. Punkt ($T=1$) hat die Koordinaten

$$\lambda' = \frac{g_0}{\sqrt{1-\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2}} \qquad l' = \frac{n}{2}\frac{g_0}{\sqrt{1-\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2}}$$

$$\frac{l'}{\lambda'} = \frac{n}{2}; \quad n = 0,\ 1,\ 2,\ 3\ \ldots$$

Man kann also bei den experimentell gegebenen Kurven die beiden Punkte als Schnittpunkte der Geraden

$$l' = \lambda'\left(\frac{1}{4}+\frac{n}{2}\right) \text{ und } l' = \lambda'\frac{n}{2}$$

mit den Kurven finden und auf diese Weise g_0 und $\frac{g_0}{g_1}$ erhalten.

Erstes Intervall:

$$0 < \lambda' < g_0$$

$$0 < l' < g_0\left(\frac{1}{4}+\frac{n}{2}\right)$$

Es interessiert vor allem, wie λ' von der Eigenwelle des Lecher systems abweicht. Um diese festzustellen, löse ich Gleichung (16) nach l' auf.

$$\operatorname{arc\,tg}\lambda'(1-T) = \frac{2\pi l'}{\lambda'}$$

$$l' = \frac{\lambda'}{2\pi}\operatorname{arc\,tg}\lambda'(1-T)$$

Für das Lecher system allein war $T=0$; also

$$l_l' = \frac{\lambda_l'}{2\pi}\operatorname{arc\,tg}\lambda_l'$$

für $\lambda' = \lambda_l'$ in beiden Fällen erhalten wir

$$\triangle l' = l' - l_l' = \frac{\lambda'}{2\pi}\left\{\operatorname{arc\,tg}\lambda'(1-T) - \operatorname{arc\,tg}\lambda'\right\}.$$

Da T in dem ganzen Intervall abnehmend und negativ ist, ist $\triangle l'$ positiv und wachsend. $\triangle l'$ nimmt erst dann merkliche Größe an, wenn T merklich von 0 abweicht. Das ist bei um so kleineren λ' der Fall, je größer $\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2$ ist.

Für $\lambda = g_0$ erreicht l' den Wert $l' = \frac{g_0}{4}$ und zwar für jeden Wert von $\frac{g_0}{g_1}$, da hier $T = -\infty$ wird. In diesem Punkte schneiden sich daher alle Kurven, deren Parameter $\frac{g_0}{g_1}$ ist. Betrachten wir umgekehrt λ' als Funktion von l', so ergibt sich, daß λ' von λ_l' um so später und um so weniger abweicht, je kleiner $\frac{g_0}{g_1}$ ist. Bei sehr kleinen $\frac{g_0}{g_1}$ decken sich die λ'- und λ_l' Kurven, bis λ' nahe gleich g_0 wird, dann biegt λ' plötzlich stark nach rechts ab, um nun fast horizontal weiter zu verlaufen.

2. Intervall:

$$g_0 < \lambda' < \frac{g_0}{\sqrt{1-\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2}} \sim g_0\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2\right]$$

$$g_0\left(\frac{1}{4}+\frac{n}{2}\right) < l' < \frac{n g_0}{2\sqrt{1-\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2}} \sim \frac{n}{e} g_0\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2\right]$$

Da $\frac{g_0}{g_1}$ nur kleine Werte annehmen kann, ändert sich λ' in diesem Intervall nur wenig; es nimmt zu. Dagegen ändert sich l' beträchtlich, nämlich um

$$\frac{1}{2}g_0\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2\right] - \frac{g_0}{4} = \frac{g_0}{4}\left[1+\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2\right]$$

Der Kurvenverlauf zwischen den beiden Endpunkten des Intervalles ist nahezu gradlinig. Je kleiner $\frac{g_0}{g_1}$, desto flacher verläuft die Kurve. Für $\frac{g_0}{g_1} = 0$ verläuft sie parallel der Abszissenachse.

3. Intervall:

$$\frac{g_0}{\sqrt{1-\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2}} < \lambda' < \infty; \quad \frac{n}{2}\frac{g_0}{\sqrt{1-\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2}} < l' < \infty$$

Die sinngemäße Uebertragung der Ueberlegungen des ersten Teiles zeigen uns, daß λ' sich mehr und mehr der Eigenschwingung des Lecher systems nähert und zwar derjenigen Harmonischen, deren Ordnungszahl um 1 größer ist, als im ersten Intervall. Da T hier positiv ist und sich schnell von $+1$ dem Grenzwert $\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2$ nähert, ist hier $\triangle l'$ negativ, d. h. für $\lambda_l' = \lambda'$ ist $l' < l_l$. Es ist daher λ' stets größer als die Eigenwellenlänge des Lecher systems. Je kleiner $\frac{g_0}{g_1}$ ist, desto schneller geht der Uebergang zur Eigenschwingung vor sich.

Die Dämpfung des Koppelsystems.

Wir berücksichtigen jetzt den bisher vernachlässigten Widerstand R des Lecher systems. Es wird die Voraussetzung gemacht, daß

$$\frac{R}{\Omega\mathfrak{L}} \text{ und } \frac{R}{\Omega K} \ll 1 \text{ sind},$$

dann berechnet sich der Scheinwiderstand $\mathfrak{R}_1$ des Lecher systems zu $\mathfrak{R}_1 = \mathfrak{Z}\,\mathfrak{T}\mathfrak{g}\,\nu l$

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{\left(\frac{\Omega}{K}\right)^2+\left(\frac{R}{\Omega K}\right)^2}+\frac{\Omega}{K}\right]}$$

$$+ j\sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{\left(\frac{\Omega}{K}\right)^2+\left(\frac{R}{\Omega K}\right)^2}-\frac{\Omega}{K}\right]} \sim \sqrt{\frac{\Omega}{K}} = Z \qquad (7)$$

Digitized by Google

$$[\omega_0^2-\omega^2(1+\xi)^2]\cdot\left[1+j\omega(1+\xi)C_0Z\frac{\mathfrak{Tg}\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l+j\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}+\mathfrak{Tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}}{1+j\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}\cdot\mathfrak{Tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}+\mathfrak{Tg}\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l\cdot j\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}}\right]-\omega_1^2=$$

Gleichung (10b)

$$(\omega_0^2-\omega^2)(1-\omega C_0Z\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K})-\omega_1^2+j(\omega_0^2-\omega^2)\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}\cdot\mathfrak{Tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}$$
$$+j(\omega_0^2-\omega^2)\mathfrak{Tg}\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l\cdot\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}+(\omega_0^2-\omega^2)\cdot j\omega C_0Z\cdot\mathfrak{Tg}\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l$$
$$+(\omega_0^2-\omega^2)j\omega C_0Z\cdot\mathfrak{Tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}-(\omega_0^2-\omega^2)\omega\xi C_0Z\cdot\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}$$
$$-2\xi\omega^2+2\xi\omega^2\cdot\omega C_0Z\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}-j\omega_1^2\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}\cdot\mathfrak{Tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}-j\omega_1^2\mathfrak{Tg}\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l\cdot\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}=0.$$

Ferner ist

$$\nu=\frac{1}{2}R\sqrt{\frac{\Omega}{K}}+j\Omega\sqrt{\Omega K}=\frac{1}{2}\frac{R}{Z}+j\Omega\sqrt{\Omega K}$$

also ist

$$\Re_1=Z\cdot\mathfrak{Tg}\left(\frac{1}{2}\frac{R}{Z}+j\Omega\sqrt{\Omega K}\right)l$$

Dieser Ausdruck muß in die Frequenzgleichung eingesetzt werden und es kann dann die Frequenz Ω berechnet werden. Unter der oben gemachten Voraussetzung können wir mit Rogowski[7]) ansetzen

$$\Omega=\omega(1+\xi)$$

wobei ξ eine gegen 1 kleine Größe ist und ω die Frequenz bedeutet, die bei $R=0$ auftritt. Der Strom i_1 wird

$$i_1=\mathfrak{J}_1\varepsilon^{j\Omega t}=\mathfrak{J}_1\varepsilon^{j\omega(1+\xi)t}=\mathfrak{J}_1\varepsilon^{j\omega t}\cdot\varepsilon^{j\xi\omega t}$$

Wenn $\alpha=-j\xi\omega$ reell wird, dann ist α der Dämpfungsexponent der Schwingungen und die Koppelfrequenzen erleiden durch die Dämpfung des Lecher-Systems keine Aenderung. Wir führen nun ξ in die Gleichung für $\Re_1$ ein und erhalten

$$\frac{\Re_1}{Z}=\mathfrak{Tg}\left[\frac{1}{2}\frac{R}{Z}+j\omega(1+\xi)\sqrt{\Omega K}\right]l$$
$$=\frac{\mathfrak{Tg}\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l+\frac{j\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}+\mathfrak{Tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}}{1+j\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}\cdot\mathfrak{Tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}}}{1+\mathfrak{Tg}\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l\left\{\frac{j\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}+\mathfrak{Tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}}{1+j\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}\cdot\mathfrak{Tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}}\right\}}$$
$$=\frac{\mathfrak{Tg}\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l+j\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}+\mathfrak{Tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}}{1+j\mathfrak{Tg}\omega l\sqrt{\Omega K}\cdot\operatorname{tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}+\mathfrak{Tg}\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l\cdot j\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}}$$

Es werden alle von höherer als der 1. Ordnung kleinen Glieder vernachlässigt. Dieser Wert von $\Re_1$ wird in die Frequenzgleichung (10) eingesetzt und ergibt die obenstehende Gleichung (10b).

Wegen (10a) fallen oben die ersten beiden Glieder weg. Wir erhalten schließlich:

$$i\xi\omega\left\{C_0Z\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}\left[(\omega_0^2-\omega^2)-2\omega^2\right]+2\omega\right\}$$
$$+\left\{\mathfrak{Tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}+\mathfrak{Tg}\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l\right\}\left\{\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}(\omega_0^2-\omega^2-\omega_1^2)\right.$$
$$\left.+(\omega_0^2-\omega^2)\omega C_0Z\right\}=0.$$

Es war Gleichung (12)

$$\operatorname{tg}\omega l\sqrt{\Omega K}=\frac{1}{\omega C_0Z}\frac{\omega_0^2-\omega^2-\omega_1^2}{\omega_0^2-\omega^2}$$

Dies eingesetzt ergibt

$$j\xi\omega\left\{\frac{(\omega_0^2-\omega^2)(\omega_0^2-\omega^2-\omega_1^2)+2\omega^2\omega_1^2}{\omega}\right\}$$
$$+\left\{\mathfrak{Tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}+\mathfrak{Tg}\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l\right\}$$
$$\cdot\left\{\frac{(\omega_0^2-\omega^2-\omega_1^2)^2+\omega_0^2C_0^2Z^2(\omega_0^2-\omega^2)^2}{\omega C_0Z}\right\}=0.$$

Da $\xi\ll1$ und $\sqrt{\Omega K}=\frac{1}{c}$ setzen wir näherungsweise:

$$\mathfrak{Tg}j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}=j\omega\xi l\sqrt{\Omega K}$$
$$\mathfrak{Tg}\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l\left\{(\omega_0^2-\omega^2-\omega_1^2)^2+\omega^2C_0^2Z^2(\omega_0^2-\omega^2)^2\right\}$$

$$\alpha=-j\xi\omega=\frac{}{C_0Z(\omega_0^2-\omega^2)(\omega_0^2-\omega^2-\omega_1^2)+2C_0Z\omega^2\omega_1^2+l\sqrt{\Omega K}\left\{(\omega_0^2-\omega^2-\omega_1^2)^2+\omega^2C_0^2Z^2(\omega_0^2-\omega^2)^2\right\}}$$

Wir dividieren Zähler und Nenner durch ω_0^4 und führen die neuen Unbekannten ein:

$$\frac{\omega}{\omega_0}=\frac{g_0}{\lambda'}\frac{\omega_1}{\omega_0}=\frac{g_0}{g_1};\quad l=l'(2\pi cC_0Z);\quad\sqrt{\Omega K}=\frac{1}{c};$$
$$\omega=\frac{1}{\lambda'C_0Z}$$

Ferner setzen wir

$$\mathfrak{Tg}\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l=\frac{1}{2}\frac{R}{Z}l=Rl'\pi cC_0$$

dann wird

$$\alpha=\frac{\frac{\pi cR}{Z}l'\left\{\frac{1}{\lambda'^2}\left[1-\left(\frac{g_0}{\lambda'}\right)^2\right]^2+\left[1-\left(\frac{g_0}{\lambda'}\right)^2-\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2\right]^2\right\}}{\left[1-\left(\frac{g_0}{\lambda'}\right)^2\right]\left[1-\left(\frac{g_0}{\lambda'}\right)^2-\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2\right]+2\left(\frac{g_0}{\lambda'}\right)^2\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2+2\pi l'\left\{\left[1-\left(\frac{g_0}{\lambda'}\right)^2-\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2\right]^2+\frac{1}{\lambda'^2}\left[1-\left(\frac{g_0}{\lambda'}\right)^2\right]^2\right\}}\qquad(18)$$

Digitized by Google

Darin ist (16)

$$\operatorname{tg}\frac{2\pi l'}{\lambda'} = \lambda'\left[1 - \frac{\left(\frac{g_0}{g_1}\right)^2}{1 - \left(\frac{g_0}{\lambda'}\right)^2}\right]$$

Setzen wir in diesem Ausdruck $\frac{g_0}{g_1} = 0$, so erhalten wir die Dämpfung des Schwingungskreises, bestehend aus C_0 und dem Lecher-System, allein.

$$\alpha_l = \frac{\pi c R}{Z} \frac{l'\{1+\lambda'^2\}}{\lambda'^2 + 2\pi l'\{1+\lambda'^2\}}$$

Darin ist (17)

$$\operatorname{tg}\frac{2\pi l'}{\lambda'} = \lambda'$$

Die Funktionen α und α_l sind in Bild 13 dargestellt.

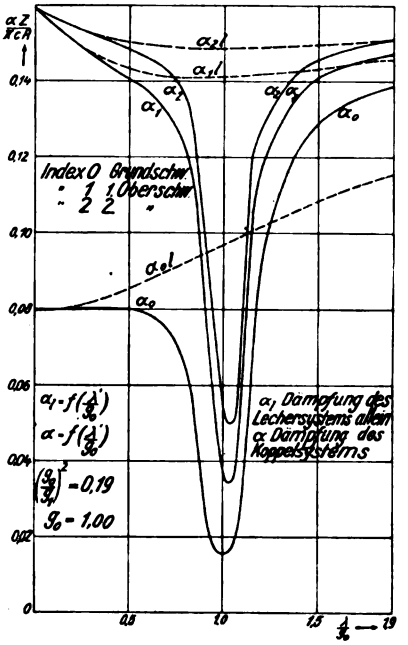


Bild 13.
Dämpfung der Koppelschwingungen als Funktion der Wellenlänge.

Für $\frac{g_0}{\lambda'} \ll 1$ und $\frac{g_0}{\lambda'} \gg 1$ weicht α nur wenig von α_l ab. Je mehr sich aber $\frac{g_0}{\lambda'}$ dem Wert 1 nähert, desto größer wird die Abweichung, die in der Nähe von $\frac{g_0}{\lambda'} = 1$ ihr Maximum erreicht. Dieses Maximum von α wird bei den Oberwellen mit wachsender Ordnungszahl immer größer, die Einsattelung immer geringer, bis sie schließlich verschwindet.

Der Einfluß der Koppelung $\frac{g_0}{g_1}$ äußert sich dahin, daß mit abnehmendem $\frac{g_0}{g_1}$ die Einsattelung bei $\frac{g_0}{\lambda'} = 1$ immer tiefer und spitzer wird. Im Extremfall $\frac{g_0}{g_1} = 0$ ist für $0 < \frac{g_0}{\lambda'} < 1$, $\alpha = \alpha_l$. Bei $\frac{g_0}{\lambda'} = 1$, springt α plötzlich auf 0 und für $1 < \frac{g_0}{\lambda'} < \infty$ ist wiederum $\alpha = \alpha_l$. Das Intervall in der Umgebung von $\frac{g_0}{\lambda'} = 1$, in dem α merklich von α_l abweicht, ist um so kleiner, je kleiner $\frac{g_0}{g_1}$ ist.

In Bild 14 ist α abhängig von l' aufgetragen. Hieraus ist der theoretische Verlauf der Schwingungsintensität, die ja parallel mit α läuft, bei Veränderung

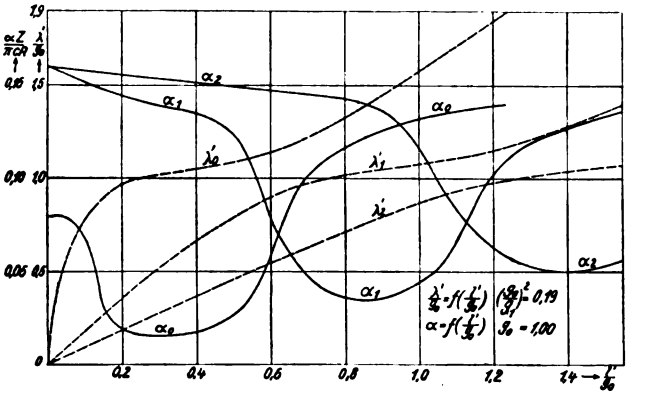


Bild 14.
Dämpfung der Koppelschwingungen als Funktion der Länge des Lechersystems.

von l' ersichtlich. Wenn wir l' vergrößern, bei sonst unveränderten Bedingungen, dann setzt die Grundschwingung ein, sobald α genügend klein geworden ist. Die Schwingungsintensität steigt an und erreicht ihr Maximum in der Nähe des Punktes $\frac{g_0}{\lambda'} = 1$, $(\lambda' = g_0)$ Im weiteren Verlauf nimmt die Intensität wieder ab. Inzwischen wird aber der Dämpfungsexponent α für die erste Oberschwingung kleiner als für die Grundschwingung und daher wird nun diese erregt werden, während die Grundschwingung wegen zu großer Dämpfung erlischt. Die Schwingungsintensität der ersten Oberschwingung nimmt nun zu und erreicht ebenfalls in der Nähe $\lambda' = g_0$ ihr Maximum, um dann wieder abzunehmen, bis schließlich die zweite Oberschwingung einsetzt und sich derselbe Vorgang wiederholt.

Wenn wir die Rechnung für den Fall durchführen, daß zwischen Röhre und Leitung ein relativ großer Widerstand eingeschaltet ist, so erhalten wir ähnliche Resultate. Der Dämpfungsexponent erreicht für sämtliche Harmonische an der Stelle $\frac{g_0}{\lambda'} = 1$ ein Minimum und wird hier gleich 0. Im weiteren Verlauf weicht α um so weniger von dem Dämpfungsexponenten des ungekoppelten Lecher-Systems ab, je weiter wir uns von der Stelle $\frac{g_0}{\lambda'} = 1$ entfernen.

Experimentelle Prüfung der theoretischen Ergebnisse.

Um festzustellen, ob obige Berechnungen mit den tatsächlichen Verhältnissen übereinstimmen, wurde eine Reihe von Kurven experimentell aufgenommen, die den Zusammenhang der Wellenlänge λ mit der Länge l des Lecher-Systems darstellen. l bestimmt sich aus der Entfernung der Brücke von der Elektrodenmitte. Es wurde Schaltung 2 verwendet.

Digitized by Google

Das Paralleldrahtsystem war an Anode und Kathode angeschlossen, wie es auch in der Berechnung angenommen war. War jenes an Gitter und Anode angelegt, so ergaben sich durchweg ähnliche Resultate. In diesem Fall wurde die beschriebene Kondensatorbrücke, im ersteren eine Kurzschlußbrücke verwendet. Die Messungen wurden bei verschiedenen Gitterspannungen durchgeführt, im Bereiche von 100 bis 180 V. War E_g kleiner, so zeigten die Schwingungen große Unregelmäßigkeiten, während bei größeren Spannungen Schwingungen nur noch für bestimmte Werte von l erhalten wurden, um dann gänzlich zu verschwinden.

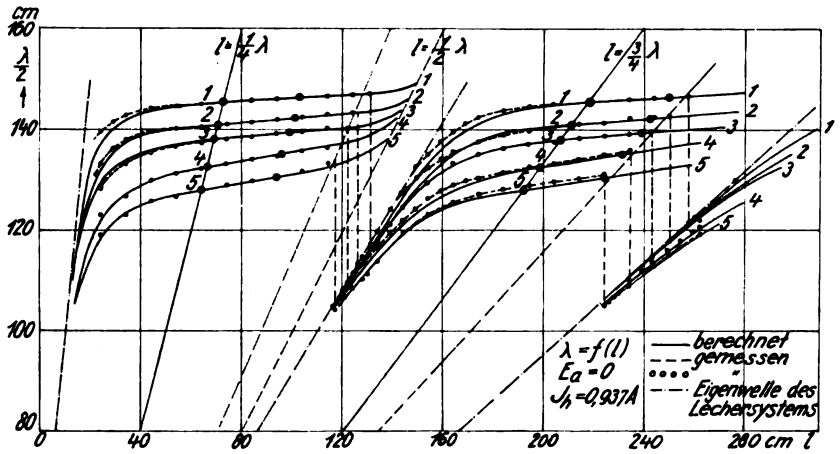


Bild 15.
Experimentelle Prüfung der Theorie.

		$\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\right)^2$	E_g V
Kurve	1	0,0544	100
	2	0,0702	120
	3	0,0804	140
	4	0,152	160
	5	0,160	180

Es war nicht möglich, die Messungen bei konstantem Emissionsstrom durchzuführen, weil die Schwingungsbereiche im Raumladungsgebiet der Charakteristik liegen. Mit zunehmender Gitterspannung nahm daher der Emissionsstrom zu. Wenn aber die Heizung so weit verringert wurde, daß derselbe Emissionsstrom wie bei niederer Gitterspannung auftrat, dann waren keine Schwingungen mehr zu erhalten. Deshalb wurden die Messungen bei konstantem Heizstrom durchgeführt. Sie sind in Bild 15 gestrichelt eingetragen. Die ebenfalls dort gezeichneten ausgezogenen Kurven sind auf die weiter unten erklärte Weise berechnet.

Es ergibt sich folgendes Bild: Mit zunehmendem l wächst λ langsam bis zu einem maximalen Wert, um dann plötzlich auf kleinere Werte zu springen. Bei weiterer Steigerung von l nimmt λ erst schnell, dann langsamer zu, bis eine zweite Unstetigkeitsstelle erreicht wird. Hierauf wiederholt sich derselbe Verlauf. Diese Sprungstellen sind nicht immer genau am selben Ort, sind vielmehr verschieden, je nach der Richtung, in der die Messungen vorgenommen werden. Bei stetiger Vergrößerung der Länge liegt die Sprungstelle bei größerem l als bei abnehmender Länge. Die eingezeichneten Unstetigkeitsstellen sind Mittelwerte. Ihre waagerechten Abstände ergeben sich etwa gleich dem halben Mittelwert zwischen der dort auftretenden längeren und kürzeren Welle. Die Kurven für verschiedene Gitterspannungen fallen in ihrem steil aufsteigenden Teil fast zusammen, während sie im flacheren Teil angenähert parallel verlaufen. Die Intensität der Schwingungen zwischen zwei Sprungstellen nimmt erst schnell zu, erreicht dann kurz vor dem Sprung ein Maximum, um dann schnell wieder sehr gering zu werden. Der Anodenstrom verläuft im selben Sinne, an der Unstetigkeitsstelle ändert auch er sich sprunghaft, er vergrößert sich, wenn l im wachsenden Sinne verändert wird. Einer Zunahme des Anodenstroms entspricht eine ebenso große Abnahme des Gitterstroms und umgekehrt, denn es ist ja $J_g = J_e - J_a$. Dieses Kriterium ist das einfachste zur Feststellung der Sprungstellen.

Um einen Vergleich mit der oben durchgeführten Berechnung durchzuführen, mußte zuerst die Eichkurve des Lecher-Systems bestimmt werden. Dazu ist die Kenntnis der Endkapazität C_0 und des Wellenwiderstandes Z nötig. Z kann auf einfache Weise aus den Dimensionen des Lecher-Systems berechnet werden. Es ergibt sich zu 444 Ohm. Die Größe $C_0 Z$ wurde durch eine Hilfsmessung bestimmt. Durch einen zweiten Barkhausen-Kurz-Sender wurde das Lecher-System in Schwingungen versetzt und mit einem aperiodischen Detektorkreis deren Intensität beobachtet. Bei festgehaltener Länge l wurde die Frequenz des Hilfssenders solange verändert, bis der Strom im Lecher-System ein Maximum erreichte. Die so bestimmte Wellenlänge wurde mit dem zu diesem Zwecke dienenden Paralleldrahtsystem gemessen. Die Messungen wurden für fünf verschiedene Längen zwischen 100 und 160 cm ausgeführt, wobei das Lecher-System in der ersten Oberwelle erregt wurde. Um möglichst dieselben Bedingungen wie im Schwingungszustand zu erhalten, wurde die Gitterspannung der Röhre auf

Digitized by Google

140 Volt gehalten und die Heizung so einreguliert, daß eben noch keine Schwingungen auftraten. Die erhaltenen Werte sind strichpunktiert im Bild 15 eingetragen. Bei den kleineren Gitterspannungen liegen die unmittelbar nach dem Sprung erhaltenen Wellenlängen auf dieser Eichgeraden. Das beweist, daß wir es hier mit den Eigenschwingungen des Lecher-Systems zu tun haben im Einklang mit der Theorie. J kleiner E_g und J_h sind, desto länger folgt die Wellenlänge der Eigenschwingung des Lecher-Systems.

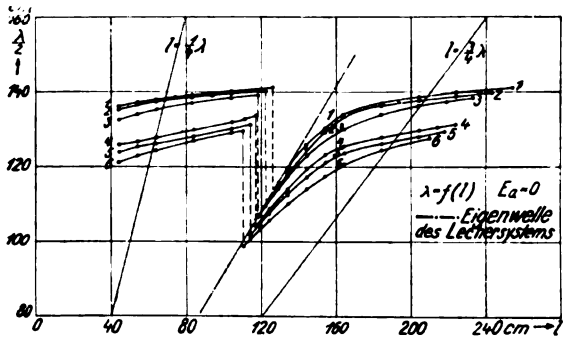


Bild 16.
Einfluß der Heizung.

		$\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\right)^2$	J_h A	E_g V
Kurve	1	0,067	0,920	140
	2	0,080	0,937	
	3	0,128	0,970	
	4	0,160	0,937	180
	5	0,195	0,970	
	6	0,292	1,000	

Aus der strichpunktierten Eichkurve und dem Wellenwiderstand kann die wirksame Größe der Röhrenkapazität C_0, einschließlich der Kapazität des Sockels, berechnet werden. Der Zusammenhang zwischen Eigenfrequenz und Länge eines Lecher-Systems in der vorliegenden Schaltung ist durch die Gleichung

$$\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right)\operatorname{tg}\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right)=\frac{l}{\mathfrak{L}C_0}=\frac{cl}{ZC_0\cdot 10^9}$$

gegeben. Die Anwendung dieser Gleichung auf einen beliebigen Punkt der Kurve ergibt C_0. Im vorliegenden Fall ist $C_0 = 6{,}9$ cm.

Die Wellenlänge λ_0 der ungekoppelten Elektronenfrequenz ergibt sich auf einfache Weise aus dem Schnittpunkt der Graden $l = \frac{1}{4}\lambda$; $l = \frac{3}{4}\lambda'$ mit den Kurven, wie oben gezeigt wurde. Da keinerlei Annahme für den Zusammenhang von q mit J_e und den anderen Betriebsbedingungen gemacht wurde, wurde der für jede Kurve geltende Wert $\frac{\lambda_0}{\lambda_1}$ aus der Steigung des gradlinigen Teils ($\lambda > \lambda_0$) derjenigen Kurven ermittelt, die zwischen der Grundschwingung und ersten Oberschwingung des Lecher-Systems liegen. Für einen beliebigen Punkt der Kurve gilt Gleichung

$$\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\right)^2=\left[1-\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2\right]\left[1-\frac{2\pi c C_0 Z}{\lambda}\operatorname{tg}\frac{2\pi l}{\lambda}\right]$$ Aus Gl. (13)

In Bild 15 sind die der Berechnung zugrunde gelegten Punkte mit doppelten Kreisen versehen. Mit den so gewonnenen Werten von λ_0 und $\frac{\lambda_0}{\lambda_1}$ wurden die ausgezogenen Kurven errechnet und gezeichnet, wobei die zwischen 1. und 2. Oberschwingung des Lecher-Systems liegenden Kurvenzüge mit denselben Werten λ_0 und $\frac{\lambda_0}{\lambda_1}$ berechnet wurden. In das gleiche Bild wurden die experimentell gefundenen Punkte mit Kreisen eingetragen. Wie ersichtlich, ist die Uebereinstimmung eine gute. Die Meßpunkte liegen dicht an der berechneten Kurve. Die Theorie fordert, daß die waagerechten Abstände der einzelnen Kurventeile zwischen zwei Sprungstellen gleich der Hälfte der jeweils herrschenden Wellenlänge sind. Diese Forderung wird in hohem Maße erfüllt. Die Theorie gibt demnach den Verlauf der Wellenlänge bei den verschiedenen Betriebsbedingungen richtig wieder. Die Abhängigkeit des Kurvenverlaufs von Heiz- bzw. Emissionsstrom zeigt Bild 16. Um zu sehen, ob die Größe der schwingenden Ladung in einem einfachen Zusammenhang mit dem Emissionsstrom steht, wurde auch hier der Wert $\frac{\lambda_0}{\lambda_1}$ für die einzelnen Kurven bestimmt. Ein Maß für q erhalten wir aus

$$\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)^2=\text{const}\cdot\frac{q}{C_0}=\frac{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\right)^2}{\lambda_0^2}$$ Aus (14)

Die auf diese Weise aus den Kurven ermittelten Werte sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

$E_g = 140$ V

J_h A	J_e mA	λ_0 cm	$\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\right)^2$	$\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)^2 = \text{const}\,\frac{q}{C_0}$	$\frac{1}{\lambda_1^2 J_e} = \text{const}\,\frac{q}{J_e}$	$\lambda_0^2 E_g$
0,920	34,5	277	0,067	$86\cdot10^{-8}$	$2{,}49\cdot10^{-8}$	$10{,}76\cdot10^6$
0,937	41,0	276	0,0804	$106\cdot10^{-8}$	$2{,}59\cdot10^{-8}$	$10{,}68\cdot10^6$
0,970	45,4	271	0,128	$175\cdot10^{-8}$	$3{,}85\cdot10^{-8}$	$10{,}28\cdot10^6$

$E_g = 180$ V

0,937	49	256	0,160	$245\cdot10^{-8}$	$5{,}0\cdot10^{-8}$	$11{,}8\cdot10^6$
0,970	61	251,8	0,195	$307\cdot10^{-8}$	$5{,}02\cdot10^{-8}$	$11{,}4\cdot10^6$
1,00	69,6	248,0	0,292	$475\cdot10^{-8}$	$6{,}82\cdot10^{-8}$	$11{,}06\cdot10$

E_g V	J_e mA	λ_0 cm	$\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\right)^2$	$\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)^2 = \text{const}\,\frac{q}{C_0}$	$\frac{1}{\lambda_1^2 J_e} = \text{const}\,\frac{q}{J_e}$	$\lambda_0^2 E_g$
100	24	291	0,0544	$64\cdot10^{-8}$	$2{,}66\cdot10^{-8}$	$8{,}48\cdot10^6$
120	34	282	0,0702	$88{,}3\cdot10^{-8}$	$2{,}60\cdot10^{-8}$	$9{,}53\cdot10^6$
140	41	276	0,0804	$106\cdot10^{-8}$	$2{,}59\cdot10^{-8}$	$10{,}66\cdot10^6$
160	49,5	265	0,152	$216\cdot10^{-8}$	$4{,}37\cdot10^{-8}$	$11{,}26\cdot10^6$
180	49,0	256	0,160	$245\cdot10^{-8}$	$5{,}0\cdot10^{-8}$	$11{,}80\cdot10^6$

Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß $\frac{q}{J_e}$ keinen konstanten Wert hat, d. h. die Größe der an den Schwingungen beteiligten Ladungen ist dem Emissionsstrom nicht proportional. q vergrößert sich schneller wie J_e.

Es wurde oben gezeigt, daß sämtliche Kurven, für die λ_0 konstant ist, durch denselben Punkt $\left(\lambda=\lambda_0;\ l=\frac{\lambda_0}{4}\right)$ gehen, gleichgültig, wie groß $\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\right)^2$ war. Wenn λ_0

Digitized by Google

nur von E_g abhängt, so müssen daher alle Kurven, die bei konstantem E_g für verschiedene Heizungen aufgenommen wurden, durch diesen Punkt gehen. Bild 16 zeigt, daß dies nicht der Fall ist, daß also λ_0 auch vom Heizstrom abhängt. Es verkleinert sich mit zunehmendem J_h.

Die von Barkhausen-Kurz berechnete Bedingung $\lambda_0^2 E_g = \text{const}$ ist nicht genau erfüllt. Es ist dies daraus zu erklären, daß bei der Berechnung von λ lediglich die Wirkung der Gitterspannung berücksichtigt wurde, während doch die Raumladungen ebenfalls die Elektronenbewegung beeinflussen. Besonders stark tritt dies bei der vorliegenden Röhre in Erscheinung, bei der die Raumladung besonders groß ist, weil sich das Gitter nur auf einer Seite der Kathode befindet.

Eine weitere Stütze findet die Theorie, wenn wir sie mit den von Hollmann[8]) erhaltenen Resultaten vergleichen. Dieser hat ebenfalls Kurven in seiner Arbeit veröffentlicht, die λ als Funktion der Länge des an Gitter und Anode angeschlossenen Lecher-Systems zeigen. Die verwendeten Röhren hatten zylindrische Elektroden. Seine Kurven (bei konstanten J_e aufgenommen) verlaufen um so flacher, je größer E_g, je kleiner also λ_0 ist. Dies ist im Einklang mit der Theorie. Im vorliegenden Fall ist J_e konstant, also auch λ_1, daher verkleinert sich $\frac{\lambda_0}{\lambda_1}$ im selben Maße wie λ_0. Eine Verkleinerung von $\frac{\lambda_0}{\lambda_1}$ bedeutet aber einen flacheren Anstieg der Kurven.

Auch die Sprungstellen werden durch den Verlauf des Dämpfungsexponenten richtig erklärt. Die theoretischen Ergebnisse stehen mit den Messungen in Uebereinstimmung. Die Sprungstellen liegen stets rechts und links vom Werte $\lambda' = g_0$. Der Sprung tritt immer dann ein, wenn die (λ', l')-Kurven wieder nach oben abbiegen, also etwa da, wo $a_0 = a_1$ und $a_1 = a_2$. Zwischen zwei Sprungstellen nimmt die Intensität erst zu, erreicht ein Maximum, um dann wieder abzufallen.

Die experimentellen Resultate stehen somit in Einklang mit der Theorie. Es darf somit angenommen werden, daß die Grundvorstellung der beiden gekoppelten Schwingungssysteme für den vorliegenden Fall zutreffend ist.

Die vorstehende Arbeit wurde am Elektrophysikalischen Laboratorium der Technischen Hochschule München ausgeführt. Von allergrößtem Wert war mir die liebenswürdige Unterstützung der Firma Osram in Berlin durch ihre Ueberlassung der verwendeten Röhre. Der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft bin ich zu ganz besonderem Dank verpflichtet, was ich hiermit zum Ausdruck bringen möchte. Sie allein ermöglichte es mir durch ihre umfassende Hilfe, diese Arbeit durchzuführen.

Es ist mir eine ganz besondere Ehre, Herrn Professor W. O. Schumann für die Anregung zu dieser Arbeit und die äußerst liebenswürdige und wertvolle Unterstützung dabei vielmals zu danken. Desgleichen danke ich Herrn Dr. Edler für seine mannigfachen Ratschläge.

Zusammenfassung.

An einer Elektronenröhre mit plattenförmigen Elektroden wurden Untersuchungen über ihre Eignung zur Schwingungserzeugung nach der Methode von Barkhausen und Kurz ausgeführt. Es ist möglich, mit derartigen Röhren Schwingungen zu erzeugen. Die Abhängigkeit der Wellenlänge von den Spannungen ist verschieden je nach den Betriebsbedingungen. Es wurden Resultate erhalten, die teilweise mit Barkhausen und Kurz, teilweise mit Gill und Morrell übereinstimmen. Von großem Einfluß auf die Wellenlänge sind die Zuleitungen. Es gelang nicht, deren Einfluß zu beseitigen. Daher wurden diese in Form eines Lecher-Systems ausgeführt und dessen Einfluß untersucht. Unter der Annahme, daß Elektronenschwingung und Schwingungskreis über die Röhrenkapazität miteinander gekoppelt sind, wird die Abhängigkeit der erzeugten Wellenlänge und deren Dämpfung von der Länge des angeschlossenen Lecher-Systems berechnet. Die theoretischen Resultate werden ausführlich diskutiert und mit dem Experiment verglichen, wobei sich in allen wesentlichen Punkten eine gute Uebereinstimung ergibt. Die experimentellen Resultate stimmen überein mit denen von Hollmann, die an Röhren mit zylindrischen Elektroden erhalten wurden.

Literaturnachweis.

[1]) H. Barkhausen und K. Kurz: Phys. ZS. **21**, S. 1, 1920.
[2]) J. Sahanek: Phys. ZS. **29**, S. 640, 1928.
[3]) E. W. B. Gill und J. H. Morrell: Phil. Mag. (6) **44** S 161, 1922.
[4]) M. T. Grechowa: ZS. f. Phys. **35**, S. 50, 1925; **38**, S. 621, 1926.
[5]) F. Tank und E. Schiltknecht: Helv. Phys. Acta **1**. S. 110, 1928.
[6]) O. Pfetscher: Phys. ZS. **29**, S. 449, 1928.
[7]) W. Rogowsky: Arch. f. Elektrotechnik **9**, S. 427, 1921.
[8]) H. E. Hollmann: Ann. d. Phys. **86**, S. 129, 1928.

(Eingegangen am 6. Juni 1930.)

Über Verstärkerröhren mit photoelektrischer Emission.

Von **Manfred von Ardenne**, Berlin.

Inhaltsübersicht.

Einleitung.
I. Die Röhre.
II. Die Lichtquelle.
Zusammenfassung.

Einleitung.

Der photoelektrische Effekt wird normalerweise dazu benutzt, um Lichtenergien in elektrische Energien umzuwandeln. Die Größenordnung des Effektes liegt so, daß gerade von den Lichtmengen, die beispielsweise bei Lichttelephonie, Tonfilm und ähnlichen Verwendungen zur Verfügung stehen, ausreichende Energien geliefert werden, um nach genügender Verstärkung Lautsprecher, Lichtrelais oder ähnliches zu betätigen. Die Verwendung des Photoeffektes als Elektronenquelle in Verstärkerröhren ist wohl gelegentlich vorgeschlagen worden.[1]) Praktisch

[1]) Siehe z. B. E. Marx, Deutsche Patentschrift Nr. 349784 v. 24. 1. 1917 und J. Langmuir, Amerikanische Patentschrift 1313094 v. 12. 8. 1919.

Digitized by Google

mußten jedoch diese Versuche scheitern, da selbst bei geeigneten photoelektrischen Materialien und intensiver Beleuchtung die erhaltene Energie zu klein war. Nur wenn als Kopplungsglieder sehr hohe ohmsche Widerstände (größer als 1 Megohm) vorgesehen sind, wird durch die gute Anpassung eine wirksame Verstärkung möglich. Daß gerade in einer solchen Kombination wichtige Möglichkeiten für Röhren mit photoelektrischer Emission liegen, wurde vom Verfasser in der Patentanmeldung A 45970 vom 12. August 1925 betont. Weitere Gedanken in der angedeuten Richtung finden sich in einer britischen Patentschrift von Dr. S. Loewe 261391 mit der deutschen Priorität vom 12. November 1925. Es handelt sich hierbei um einen in einer Mehrfachröhre eingebauten Widerstandsverstärker mit sehr hohen Anodenwiderständen, dessen erste Stufen photoelektrisch emittieren, indem sie durch die Kathode der Endstufe beleuchtet werden. Die damaligen Arbeiten sind heute zu einem gewissen Abschluß geführt worden, über den in der nachfolgenden Arbeit berichtet werden soll.

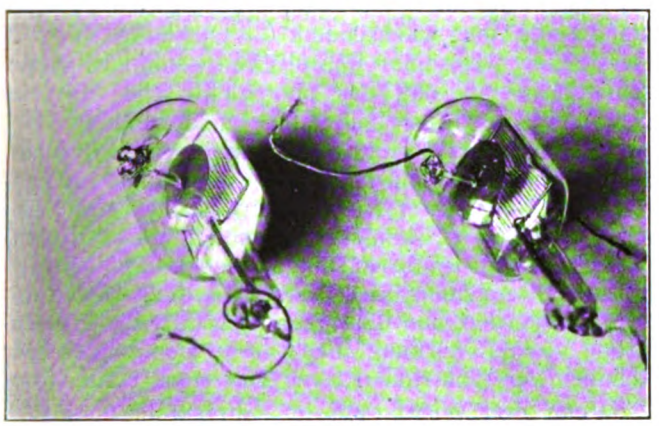


Bild 1.
Photoröhren mit Steuergitter.

I. Die Röhre.

Um mit Hilfe des photoelektrischen Effektes eine Elektronenquelle zu schaffen, also durch Beleuchtung einer Röhre Elektronen zu erzeugen, muß die Kathode aus einer Substanz bestehen, wie sie bei Photozellen verwendet wird und deren Herstellung nach den in der Technik dafür üblichen Methoden erfolgt. Die bei Beleuchtung emittierten Elektronen werden wie bei Glühkathodenröhren durch eine positive Elektrode (Anode) beschleunigt und können durch ein zwischen Anode und Kathode liegendes Gitter gesteuert werden. Zwei Versuchsröhren sind in Bild 1 wiedergegeben. Im wesentlichen gelten für die zu beobachtenden Erscheinungen die Gesetze, die für Glühkathodenröhren gefunden wurden; die auftretenden Verschiedenheiten lassen sich auf zwei Umstände zurückführen:

1. Die Zahl der emittierten Elektronen ist stets sehr gering.

2. Die Röhren besitzen kein Hochvakuum, da bekanntlich nur dann eine deutliche photoelektrische Wirkung im Gebiete des sichtbaren Lichtes zu erzielen ist, wenn die durch Gasadsorption erreichte Sensibilisierung der Kathodenoberfläche durch eine Edelgasfüllung stabil gemacht wird. Die Gasfüllung hat einerseits das Auftreten eines Ionenstromes zur Folge, andererseits kann sie bei hoher Spannung an den Elektroden zu Glimmentladungen führen.

Untersucht man zunächst den Zusammenhang zwischen Emissionsstrom und Steuerspannung (letzterer Begriff ist aus der Technik der Glühkathodenröhren hinlänglich bekannt), so erhält man die Kurven

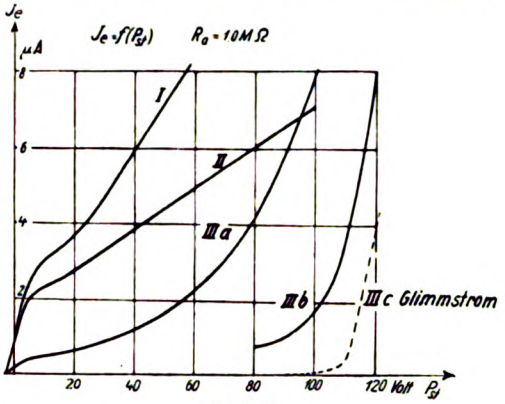


Bild 2.
Zusammenhang zwischen Emissionsstrom und Steuerspannung bei 3 verschiedenen Röhren.

des Bildes 2. Schon bei schwach negativer Steuerspannung beginnt der Strom zu fließen — Ursache davon ist wie bei Glühkathoden ein Kontaktpotential — und steigt sehr steil zu einer Art Sättigungswert an. Da die Emission sehr gering ist, besteht praktisch kein Raumladungsgebiet; die Anlaufkurve geht direkt in die Sättigung über. Im Vakuum würden die Kurven

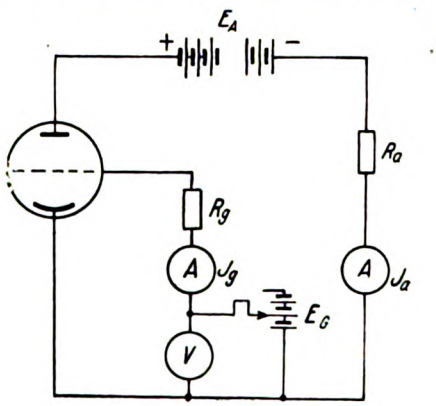


Bild 3.
Schaltung zur Aufnahme von Kennlinien.

im Sättigungsgebiet horizontal verlaufen,[2]) infolge der Gasfüllung bleibt jedoch der Strom bei weiterer Erhöhung der Spannung nicht konstant, sondern zeigt zunächst eine lineare, später bei Annäherung an die Zündspannung eine exponentielle Zunahme.[3]) In Bild 2 lag bei Kurve I und II die Zündspannung sehr hoch, bei III hingegen etwa bei 100 V; IIIa und IIIb sind bei verschiedenen Helligkeiten gemessen. Bei Annäherung an die Zündspannung bildet sich auch im verdunkelten Raum ein (Glimm-) Strom aus, der rasch anwächst. Für die Verwendung der Röhre als Verstärker kommt das Anlaufgebiet in Betracht, hier ist die Steilheit relativ groß. Man sieht bereits aus diesen Kurven, daß infolge der Kleinheit der Emission der innere Widerstand der Röhre stets sehr groß ist.

[2]) s. z. B. Handbuch der Experimentalphysik, Leipzig 1928, XXIII. 2, Becker, Lichtelektrische Wirkung S. 1058.
[3]) ebenda S. 1503.

Digitized by Google

Das Gitter soll nun zur Steuerung des Elektronenstromes verwendet werden. Man erhält bei Veränderung des Gitterpotentials die von den Glühkathodenröhren her bekannten Kennlinien J_a und $J_g = f(E_g)$ für konstante Batteriespannung im Anodenkreise. Die Messung erfolgte in der Schaltung Bild 3. Als Lichtquelle wurde normalerweise eine 50 kerzige Glühlampe benutzt. Die in einigen typischen Fällen erhaltenen Kurven sind in Bild 4 und 5 dargestellt.

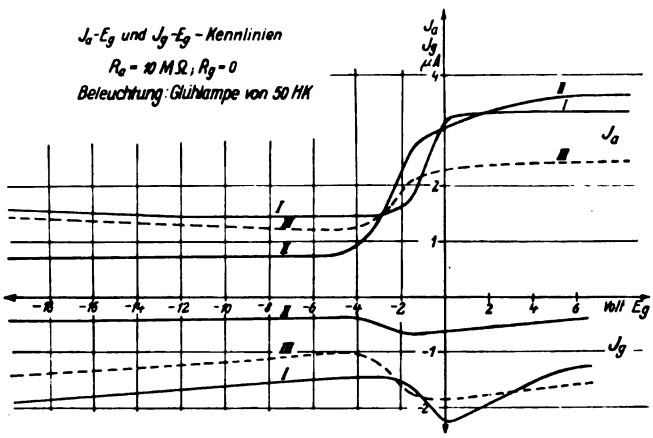


Bild 4.
Arbeitskennlinien von 3 verschiedenen Röhren.

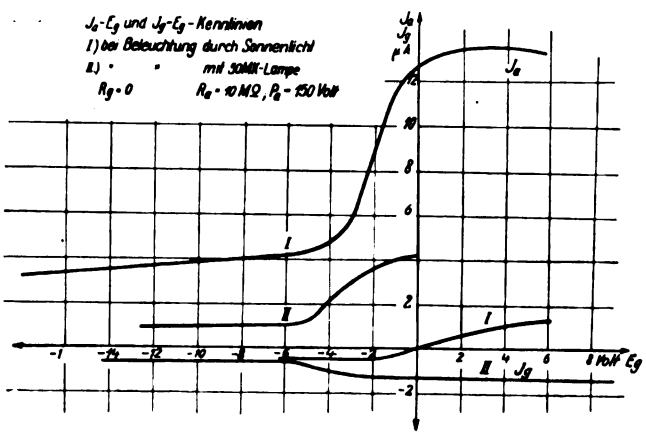


Bild 5.
Arbeitskennlinien bei verschiedener Helligkeit.

Die Anodenstromkurve zeigt zunächst den zu erwartenden Verlauf: bei schwach negativer Gitterspannung erfolgt ein starkes Absinken des Anodenstromes. Auffällig ist jedoch, daß auch bei noch so stark negativem Gitter immer noch ein Strom zur Anode fließt, der sogar bei wachsender negativer Gitterspannung wieder etwas ansteigt. Speziell letztere Tatsache ist mit dem Fließen eines negativen Gitterstromes (Ionenstrom), wie er bei Röhren mit schlechtem Vakuum stets auftritt, nicht erklärbar. Vielmehr zeigten ausführliche Untersuchungen, daß der „unsteuerbare" Stromanteil auf Nebenemission zurückzuführen ist, die offenbar dadurch zustande kommt, daß sich auch an den anderen Elektroden außer der Kathode die lichtempfindliche Substanz in geringen Mengen niederschlägt.[4]) Ueberlegt man die Wirkung dieses von Nebenemission herrührenden Stromes, so erkennt man, daß er die Steilheit der Kennlinie herabsetzt. Das entsprechende Ersatzschema ist in Bild 6 wiedergegeben. Man sieht, daß die Anodenrückwirkung an der Röhre mit Gitter bloß — $D J_a R_a$ ist, während sie ohne Gitter — $J_a R_a$ ist. Es sinkt also der von Nebenemission herrührende Strom mit wachsendem Gesamtstrom. Dadurch kommt eine Verminderung der Steilheit in der resultierenden Kurve zustande, die mit wachsendem E_g nachläßt. Für die Herstellung wirksamer Photoröhren kommt es daher sehr darauf an, daß das photoelektrische Material sich nicht an Gitter und Anode niederschlägt. Betrachtet man die Gitterstromkennlinie, so sieht man, daß entsprechend dem Fehlen eines Vakuums im ganzen Gebiet der Gitterstrom negativ ist, also vom Gitter wegfließt. Er kommt bekanntlich durch Ionenbildung in der Röhre zustande, wobei die positiven Ionen vom gegenüber der Anode negativen Gitter angezogen werden, und überlagert sich dem Elektronenstrom. Seine Wirkung macht sich hier wegen der Kleinheit der Elektronenströme sehr stark bemerkbar.

Wenn der Widerstand im Gitterkreis unendlich groß ist, ist der Anodenstrom am größten. Hat der Gitterwiderstand einen endlichen Wert, so tritt ein Absinken des Anodenstromes ein, zugleich bewirkt der Spannungsabfall eine Erhöhung des Gitterpotentials

[4]) So wurde bei Konzentration des Lichtes auf das Gitter mit Hilfe einer Linse und Abblendung der Kathode ein Strom der entsprechenden Größenordnung gemessen. Dieser Versuch ist allerdings nicht absolut überzeugend, da eventuell vom Gitter Licht auf die Kathode reflektiert werden kann. Hingegen fließt auch zwischen Gitter und Anode, wenn die Kathode überhaupt frei bleibt, ein Strom der gleichen Größenordnung in beiden Richtungen, je nachdem, wie man die Potentialdifferenz zwischen den beiden Elektroden anlegt. Der gleiche Strom fließt, wenn man in normaler Schaltung die Rollen von Anode und Kathode vertauscht.

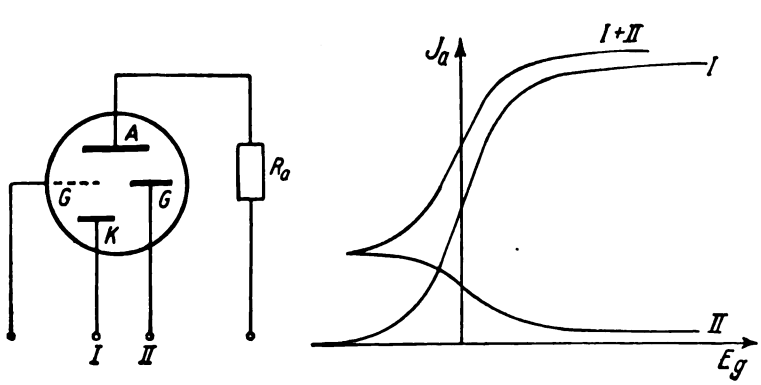


Bild 6.
Wirkung von Nebenemission des Gitters.

Digitized by Google

(um den gleichen Anodenstrom zu bekommen, muß man die Spannung an der Gitterbatterie ins Negative vergrößern).

Die außerhalb der Röhre fließenden Ströme setzen sich also auf Grund der Versuche aus 3 Anteilen zusammen (Bild 7), und zwar aus 1. Elektronenströmen,

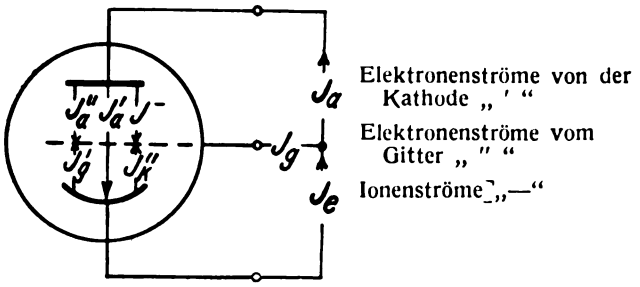


Bild 7.
Die in und außerhalb der Röhre fließenden Ströme.

2. Ionenströmen und 3. Nebenemissionsströmen. (Den letzten Anteil müßte man eigentlich wieder in Elektronen- und Ionenstrom zerteilen, doch fließen diese beiden Teile stets im selben Sinne, so daß sie zusammengenommen werden können.)

Infolge der relativ geringen Emissionsfähigkeit der Kathode, die bei normaler Beleuchtung trotz Gasfüllung und Wasserstoff-Sensibilisierung besteht, sind die Steilheiten recht klein. Man ist daher gezwungen, sehr hohe Anodenwiderstände der Größenordnung 5—10 Megohm anzuwenden, um bei Durchgriffen von einigen Prozent eine günstige Anpassung zu erhalten. Aus einigen oben wiedergegebenen Kurven geht hervor, daß der innere Widerstand bei Beleuchtung im Sonnenlicht und einem Durchgriff von etwa 3 % ungefähr 1 Megohm betrug und bei Beleuchtung mit einer 50 kerzigen Lampe etwa 10 Megohm. Hierbei verdient darauf hingewiesen zu werden, daß bei Vermeidung des unsteuerbaren Stromes durch bessere Ausgestaltung der Versuchsröhren noch günstigere Werte zu erzielen sind. Für den Aufbau der Photoröhren ist selbstverständlich zu beachten, daß die Anordnung der Elektroden eine möglichst wirksame Beleuchtung der Kathode gestattet. Gleichzeitig ist im Interesse großer Steilheit darauf zu achten, daß das Gitter dicht an die Kathode herangebracht wird. Da der Gasstrom die Funktion der Röhre nicht kritisch beeinflußt, hängt der günstigste Druck in der Röhre ebenso wie bei normalen Photozellen im wesentlichen von der Größe und zeitlichen Konstanz der photoelektrischen Empfindlichkeit ab.

Die Spannungsverstärkung, die mit den untersuchten Modellen pro System erhalten wurde, schwankte, je nach der Beleuchtung, zwischen etwa 8 und 30. Als Kopplungsglied diente hierbei ein Widerstand von 8—10 Megohm, der aus Gründen der Isolation und aus Gründen der Frequenzunabhängigkeit der Verstärkung (Röhrenkapazitäten 2—3 cm) gerade noch anwendbar war. Die Resultate lassen eine Anwendung als ausgesprochener Niederfrequenzverstärker oder Ortsempfänger möglich erscheinen. Bei richtiger Einstellung von E_g gelingt mit der Röhre Anodengleichrichtung im unteren Knick sehr gut. Der Vorteil liegt bei diesen Röhren darin, daß, eine geeignete Lichtquelle vorausgesetzt, besonders leicht eine gleichmäßige Emission in den ersten und daher empfindlichen Stufen des Niederfrequenzverstärkers zu erreichen ist. Für Geräte, die aus Gleich- und Wechselstromnetzen betrieben sind, bieten sich hier gewisse Aussichten, zumal durch Anwendung anderer Kathoden-Materialien, z. B. Cäsium, die Aussicht zu wesentlichen Verbesserungen der charakteristischen Emissions-Konstanten besteht. Mit Rücksicht auf diese Entwicklungsmöglichkeiten soll im folgenden Abschnitt ausführlicher auf die Lichtquelle eingegangen werden, die, möglicherweise aus Wechselstromnetzen betrieben, eine hinreichend konstante Kathodenbeleuchtung bewirken muß.

II. Die Lichtquelle.

Bei Beleuchtung einer photoelektrischen Substanz besteht bekanntlich weitgehende Proportionalität zwischen der von ihr absorbierten Lichtenergie bzw. der Flächenhelligkeit und der Zahl der frei werdenden Elektronen. Diese Proportionalität entspricht der physikalischen Vorstellung über den Grundvorgang des photoelektrischen Effektes, daß je ein Lichtquant durch Energieabgabe an das Atom ein Elektron befreit, so daß dieses entweichen kann.

Zur Beleuchtung der emittierenden Substanz kann irgendeine Lichtquelle dienen, die Licht von großer Intensität im Gebiete der sichtbaren Wellenlängen liefert. (Durch Ausnutzung des selektiven Photoeffektes der Alkalimetalle fällt bekanntlich das Maximum der Energieumsetzung in das sichtbare Gebiet.)

Bei konstanter Helligkeit der Lichtquelle (z. B. Beleuchtung mit Gleichstrom) ergeben sich keine besonderen Schwierigkeiten. Komplikationen bei der Beleuchtung ergeben sich praktisch erst dann, wenn die Lichtquelle aus dem Wechselstromnetz gespeist werden soll. Grundsätzlich ist hier die Möglichkeit wichtig, daß die Lichtquelle z. B. in Gestalt einer Glimmstrecke, aus dem ohnehin notwendigen Anodenstrom-Netzanschlußgerät betrieben werden kann; da der Anodenstrom hinreichend beruhigt ist, sind Schwierigkeiten in dieser Hinsicht nicht zu erwarten. Bei dieser Art Beleuchtung sind weiterhin nicht ohne Erfolg Versuche unternommen worden, die Glimmentladung in dem gleichen und auch in einem getrennten Gasraum entstehen zu lassen. Neben den angedeuteten Beleuchtungsmethoden besitzt die Beleuchtung über aus dem Wechselstromnetz gespeiste Glühlampen größere technische Bedeutung. Aus diesem Grunde soll im folgenden etwas ausführlicher auf die hiermit verbundenen Erscheinungen eingegangen werden.

Infolge der nahezu vollkommenen Trägheitslosigkeit der Elektronen wirken sich Helligkeitsschwankungen unmittelbar im Emissionsstrom aus, in analoger Weise, wie das bei Temperaturschwankungen bei Glühkathoden der Fall ist. Das Problem einer Wechselstrombeleuchtung hat also weitgehende Aehnlichkeit mit dem der wechselstromgeheizten Elektronenröhren. Während es bei diesen auf eine genügend große Wärmeträgheit der Glühkathode ankommt, ist hier bei Berücksichtigung des Zusammenhanges zwischen Temperatur und Helligkeit der Lichtquelle eine Wärmeträgheit letzterer zu fordern.

Um einigermaßen eine Vorstellung darüber zu gewinnen, seien unter sehr vereinfachten Annahmen, wie sie bei Behandlung ähnlicher Probleme auch von

Digitized by Google

Ito[5]) gemacht wurden, die Beziehungen abgeleitet. Hierbei wird angenommen, daß für die von sinusförmigem Wechselstrom gespeiste Lampe unter Vernachlässigung der Wärmeleitung die Gesetze der schwarzen Strahlung gelten[6]) und daß ihr elektrischer Widerstand r im in Frage kommenden Bereich annähernd von der Temperatur unabhängig ist.

Es ist dann:

$$\frac{i^2 r}{H} = Q \cdot \frac{dT}{dt} + \sigma O T^4$$

wenn H = Wärmeäquivalent $= 4{,}18 \frac{\text{Watt/sec}}{\text{Kalorie}}$

Q = Wärmekapazität

σ = Strahlungskonst. $1{,}37 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Kalorie}}{\text{cm}^2 \text{sec}\, \tau}$

O = Oberfl. d. Heizfadens in cm^2

Um die Differentialgleichung lösen zu können, sei weiter angenommen, die Temperaturträgheit sei so groß, daß die auftretenden Schwankungen klein gegenüber dem Mittelwert seien

$$T = T_0 + \tau \qquad T^4 \approx T_0^4 + 4 T_0^3 \tau$$

Es wird dann, wenn $i = J_{max} \varepsilon^{j\omega t}$

$$Q \frac{d\tau}{dt} + (4 \sigma O T_0^3) \tau + (\sigma O T_0^4) - \frac{J^2 r}{H} \varepsilon^{2 j \omega t} = O$$

Dafür erhält man als Lösung:

$$\tau = T \varepsilon^{-j \vartheta_h} \varepsilon^{2 j \omega t} + \varepsilon^{-t/z} \left(\frac{T_0}{4} - T \varepsilon^{-j \vartheta_h} \right) - \frac{T_0}{4}$$

wobei:

$$Z = \frac{Q}{4 \sigma O T_0^3}$$

$$T = \frac{J_{max}^2 R}{H} \cdot \frac{1}{2 \omega Q} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (1/2 \omega z)^2}}$$

$$\operatorname{tg} \vartheta_h = \frac{2 \omega Q}{4 \sigma O T_0^3} = 2 \omega Z$$

Im stationären Zustand verschwindet das zweite Glied und es bleibt außer einem konstanten Term ein Wechselstromglied der doppelten Frequenz, das gegenüber dem Strom um den Phasenwinkel ϑ_h nacheilt und dessen Amplitude für großes ωz (hohe Frequenz, große Wärmezeitkonstante) angenähert $T \sim \frac{J_{max}^2 r}{H} \cdot \frac{1}{2 \omega Q}$, also der aufgenommenen Leistung direkt, der Frequenz und dem Wärmefassungsvermögen umgekehrt proportional ist.

Für den Mittelwert der Temperatur T_0 erhält man keine Lösung, also auch nicht für die „Welligkeit" $\frac{\tau_{max}}{T_0}$ die von Wichtigkeit ist. Um über sie Aufschluß zu bekommen, sei angenommen, daß die Lampe nicht von sinusförmigem Strom durchflossen, sondern in einer halben Periode $A_f/2$ während der Zeit t_1 eingeschaltet und während t_2 ausgeschaltet sei; mit anderen Worten, die Sinuskurve sei durch Rechteckkurven angenähert (Bild 8). Damit die zugeführte Energie in beiden Kurven die gleiche sei, muß die Größe des während t_1 wirkenden Gleichstromes J_g werden:

$$\left(\frac{J_{max}}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{r t_f}{2} = J_g^2 r t_1, \quad J_g = J_{max} \frac{t_f/4}{t_1}$$

[5]) Y. Ito, Jahrb. d. drahtlos. Telegr. u. Teleph. **35**, 12 u. 67, 1930.

[6]) Andernfalls hätte man den Strahlungsterm mit dem Reflexionskoeffizienten der Glühdrahtoberfläche zu multiplizieren.

Nach einer Zeit, in der die Einschwingungsvorgänge abgeklungen sind und ein gewisses Gleichgewicht erreicht ist, wird sich der in Bild 8 dargestellte Verlauf eingestellt haben.

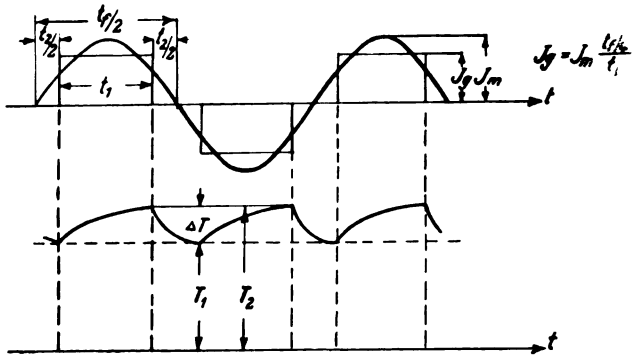


Bild 8.
Beleuchtung mit Wechselstrom.
Ersatz der Sinuskurve durch Rechteckkurve.

Es können nun Erwärmung und Abkühlung statisch behandelt werden. Der wirkliche Verlauf wird sich hierbei infolge der Kürze der Zeit weitgehend durch eine Exponentialkurve ersetzen lassen, Man kann also ansetzen: $T = T_1 + T_1 (1 - \varepsilon^{-t/a})$ Erwärmung

$T = T_2 \varepsilon^{-t/b}$ Abkühlung

Es muß sein:

$$T_1 = T_2 \varepsilon^{-t_1/b}; \quad T_2 = T_1 (2 - \varepsilon^{-t_2/a}) \quad t_1 + t_2 = t_f/2$$

darauf findet man unter Elimination von t_1 und t_2 angenähert

$$k \approx \frac{t_f}{2} \cdot \frac{1}{a+b} \quad \text{wenn } k = \frac{T_2 - T_1}{T_1} = \frac{\Delta T}{T_1} \ll 1.$$

Das Verhältnis von Amplitude der Schwankungen τ_{max} zum Mittelwert T_0 ist, da

$$\tau_{max} = \frac{T_2 - T_1}{2} \text{ und } T_0 = \frac{T_2 + T_1}{2}$$

$$w = \frac{\tau_{max}}{T_0} = \frac{T_2 - T_1}{T_2 + T_1} = \frac{k}{2 + k} \approx \frac{k}{2}$$

und eingesetzt ergibt sich:

$$w = \frac{1}{4f} \cdot \frac{1}{a+b}$$

Die Welligkeit konnte in der folgenden Anordnung Bild 9 mit Hilfe einer Braunschen Röhre direkt gemessen und oszillographiert werden. Es wurde die Wechselspannung am Ausgang des Verstärkers, P_a, und der Photogleichstrom, der durch den Eingangswiderstand floß, J_{ph} gemessen. Bei bekannter Verstärkung V ist dann die Welligkeit:

$$w = \frac{P_a/V}{J_{ph} \cdot R}$$

Für eine 50kerzige Osramlampe ergab sich

$$R = 9{,}3 \cdot 10^6 \Omega \quad J_{ph} = 0{,}8\, \mu A \quad P_a = 8\, V \quad V = 20$$
$$w = 5{,}4\,\%$$

Das erhaltene Oszillogramm zeigt Bild 10, das Auftreten der doppelten Frequenz ist deutlich. Die untere Kurve gibt die 50 Perioden des Netzes wieder. Hin-

Digitized by Google

gegen war die Welligkeit für eine Scheinwerferlampe (mit 100 Kerzen) viel geringer:

$$J_{ph} = 0{,}8\,\mu A \quad P_a = 8\,V \quad V = 240 \quad w = 4{,}5\,^0/_{00}$$

Bei der letztgenannten Lampe konnte auch die Erwärmungs- und Abkühlungskonstante a und b mit

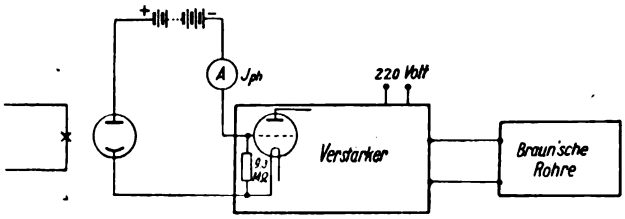


Bild 9.
Anordnung zur Bestimmung der Welligkeit und zur Aufnahme von Oszillogrammen.

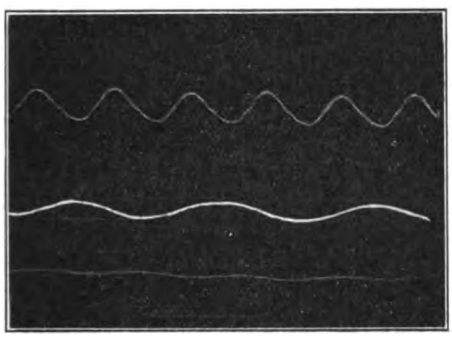


Bild 10.

einer ballistischen Methode, die in Bild 11 skizziert ist, gemessen werden. Die Zelle wurde mit Gleichstrom beleuchtet, der Photostrom wurde verstärkt und im Ruhezustand kompensiert. Eine sich über kurze Zeit erstreckende Aenderung der Helligkeit erzeugte einen Ausschlag in einem ballistischen Galvanometer. Die Erwärmungskonstante wurde gemessen, indem einmal die Lampe dauernd brannte, aber abgeblendet war und die Blende eine Sekunde geöffnet wurde, ein andermal die Lampe bei offener Blende eingeschaltet und die Blende nach einer Sekunde geschlossen wurde. Bei der Auswertung kann man annehmen, daß der Vorgang nach einer Sekunde fast ganz abgelaufen ist und kann also zwischen 0 und ∞ integrieren. Der Ausschlag ist im Falle der Rechteckkurve $\alpha_0 = G \cdot 1$, im Falle der Exponentialkurve $\alpha_1 = G \cdot a$ bzw. $\alpha_2 = G \cdot b$. Man erhält also aus dem Verhältnis der Ausschläge die Größe a und b. Es ergab sich:

$$a \sim \frac{1}{3}\,\text{Sekunde}; \quad b \sim \frac{1}{7}\,\text{Sekunde}.$$

Daraus berechnet sich bei $f = 50$ Hz $w = 10{,}5\,^0/_{00}$. Dieser Wert stimmt wenigstens der Größenordnung nach mit dem mittels Verstärker gemessenen überein, eine bessere Uebereinstimmung kann bei den gemachten Annäherungen und bei der relativ rohen ballistischen Methode nicht erwartet werden.

Im Zusammenhang mit den beschriebenen Versuchen sind neuerdings Wege beschritten worden, um den Elektronenstrom in unipolar leitenden Grenzschichten zu steuern. Auch bei diesen Einheiten ohne Kathodenheizungen spielt die photoelektrische Emission insofern eine gewisse Rolle, als durch sie ausreichende Elektronenströme verursacht werden, ohne

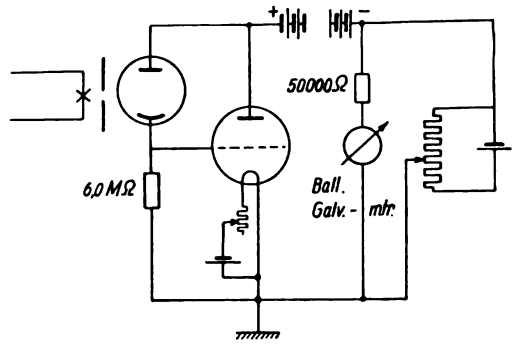


Bild 11.
Bestimmung der Trägheit einer Glühlampe mittels ballistischem Galvanometer.

daß Steuerspannungen angewendet werden müssen, die eine Schichtzersetzung mit starken Nebengeräuschen bedingen. Auch für die eben angedeuteten Einheiten ohne Vakuum ist die im zweiten Teile ausführlich gebrachte Theorie der Beleuchtung aus dem Wechselstromnetz wichtig.

Zusammenfassung.

Im ersten Teile der Arbeit wird über Röhren mit Gasfüllung berichtet, bei denen die Elektronenemission durch den photoelektrischen Effekt entsteht. Die beschriebenen Röhren ergeben bei Niederfrequenzen eine Spannungsverstärkung von 10—30 pro Stufe. Im zweiten Teile werden die verschiedenen technisch gangbaren Wege zur wirksamen gleichmäßigen Beleuchtung angedeutet. Besonders ausführlich wird auf die Wärmeträgheit der Lichtquelle eingegangen, die erforderlich ist, um eine ausreichend konstante Beleuchtung bei Speisung mit nicht konstanten Strömen zu erhalten.

(Eingegangen am 10. Juli 1930.)

Referate.

J. R. Harrison. Piezoelektrische Oszillatoren in Gegentaktschaltung. (Pushpull piezo-electric oscillator circuits.) Proc. Inst. Rad. Eng. **18**, 95—100, 1930.

Da bisher noch nichts über die Verwendbarkeit der Gegentaktschaltungen für Quarzoszillatoren veröffentlicht worden ist, so teilt der Verfasser seine Erfahrungen an solchen Schaltungen mit. Er benützt hierbei Röhren mit 3 und 4 Elektroden. Bei den Versuchen handelt es sich immer um Frequenzen, die kleiner als 100 kHz sind, da hauptsächlich transversal schwingende Quarze in Selbsterregung benützt werden sollten.

Die verschiedenen Schaltungen sind in Bild 1 bis 5 gezeichnet. Die Bilder sprechen im allgemeinen für sich selbst, so daß kaum Erläuterungen notwendig

Digitized by Google

sind. Die Quarze sind entweder mit 4 oder mit 2 Elektroden versehen. Die Schaltungen 1, 3, 4 können auf die ursprüngliche allererste Anordnung von Cady zurückgeführt werden, die einen 4-Elektroden Quarz als piezoelektrisches Koppelorgan zwischen Ausgangs- und Eingangskreis der Röhre verwendet.

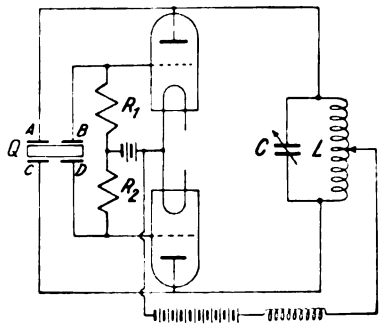


Bild 1.

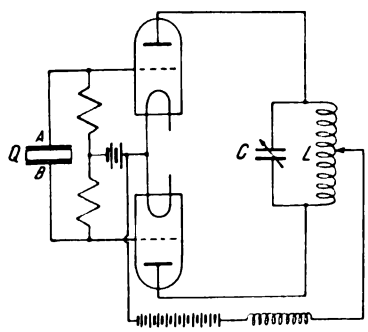


Bild 2.

Die Schaltungen 2, 5 stellen die Anordnung von Pierce dar, wonach der Quarz zwischen Gitter und Kathode liegt und als hohe Induktivität wirkt. R_1 und R_2 sind Ableitungswiderstände; die Leistung kann sehr erhöht werden, wenn diese rein ohmschen Widerstände durch passende Drosseln ersetzt werden.

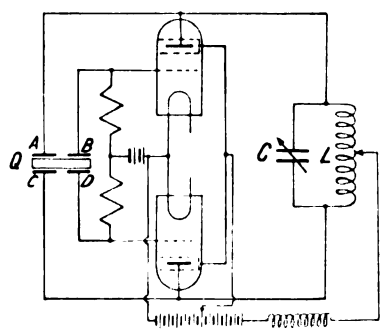


Bild 3.

Bei Bild 1 und den Bildern gleicher Type treten sehr häufig störende Funkenentladungen am Quarz auf; um sie zu vermeiden, bringt man den Quarz in einer bis auf 0,01 mm evakuierten Kammer unter.

Die Schaltung nach Bild 3 arbeitet gut bei Frequenzen unterhalb von 100 kHz, die Schwingungen setzen leichter ein als bei einer Drei-Elektrodenröhre und die Leistung ist im allgemeinen viel größer. Es ist bekannt, daß beim Quarzoszillator sehr leicht ein Frequenzdublett auftritt. Dies bedeutet, daß die Bedingungen zur Entstehung der Schwingungen sowohl nach Cady, als auch nach Pierce erfüllt sind. Bei Schaltung nach Bild 3 kann die Entstehung des Pierceschen Typs leicht verhindert werden, wenn man das Elektrodenpaar *AC* genügend weit (1 bis 2 cm) vom Elektrodenpaar *BD* abrückt, um so die für die Entstehung der Pierceschen Schwingungen nötige Rückkopplungskapazität zu verringern.

Bild 4 und 5 benützen Vier-Elektrodenröhren mit Raumladungsgittern. Die Untersuchung der Frequenzabhängigkeit der Schwingungen der Gegentaktschaltungen von den Konstanten der Anodenkreise und von den Gleichspannungen ergab größenordnungsmäßig dasselbe Resultat wie

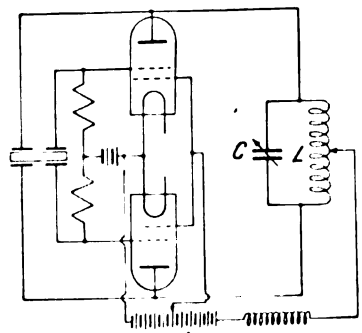


Bild 4.

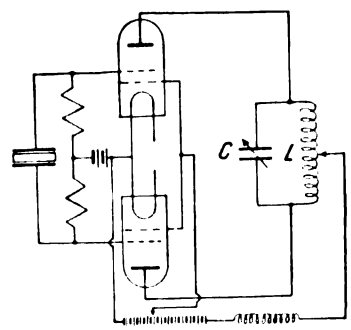


Bild 5.

bei dem einfachen Pierce-Oszillator. Die Leistung betrug etwa das anderthalbfache von der des gleichen Kreises mit nur einer Röhre, ebenso wie bei Verwendung von nur einer Röhre läßt die Leistung mit abnehmender Frequenz außerdem schnell nach. Bei 1100 kHz ist es mit einer Gegentaktschaltung nicht schwierig, eine Leistung von 20 Watt zu erhalten, während bei 50 kHz im günstigsten Fall 5 Watt erzielt werden konnten. Die Schaltungen nach Bild 4 und 5 gaben nur etwa ein Zehntel der Leistung der Schaltung 3. Um einen Vergleich zu haben, wird mitgeteilt, daß sich bei 90 kHz die Leistungen der Schaltungen 1, 2, 3, 4, 5 wie 10,7 9,6, 12,9, 1,68 und 1,0 verhalten. A. Scheibe.

V. E. Heaton und W. H. Brattain. Ein tragbarer, temperaturkonstanter Piezo-Oszillator. (Design of a portable temperature-controlled piezo oscillator.) Bur. of Stand. Journ. of Res. **4**, 345—350, 1930.

Der Inhalt der Arbeit besteht im wesentlichen aus der Beschreibung eines temperaturkonstanten Quarzoszillators, dessen Frequenz auf mehr als $1 \cdot 10^{-5}$ konstant ist. Um diese Konstanz zu erzielen, waren

Digitized by Google

besonders in kleinen Dingen sorgfältige Ueberlegungen nötig, da der Apparat tragbar sein sollte.

Als Schaltung für den Oszillator wurde die Pierce'sche Schaltung gewählt, auf einen Vergleich mit den vielen anderen Schaltungen wurde verzichtet, da diese Schaltung trotz ihrer Einfachheit den Ansprüchen genügte. Der Quarz liegt nach Bild 1,

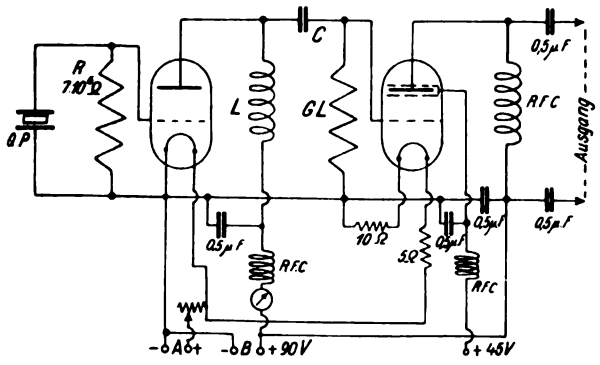


Bild 1.

das die komplette Anordnung von Oszillator und Hochfrequenzverstärker zeigt, zwischen Gitter und Kathode. Im Anodenkreis liegt als Schwingungskreis eine Selbstinduktionsspule, deren Eigenfrequenz etwas höher als die der Quarzplatte liegt. Eine zusätzliche Abstimmkapazität ist nicht erforderlich. Die Verwendung von einer Selbstinduktivität mit verteilter Kapazität hat den für einen Meßsender willkommenen Vorteil, die höheren Harmonischen zu begünstigen. Zur Erzielung eines konstanten Gitterpotentiales liegt dem Quarz ein Widerstand von sieben Megohm parallel.

Die Ausgangsseite des Quarzoszillators soll nicht direkt belastet werden, um die Rückwirkungen auf die Frequenz, die mit der Belastung variieren, zu vermeiden. Eine konstante Belastung wird durch die lose Ankopplung eines Hochfrequenzverstärkers erreicht, dessen Stufenzahl von der verlangten Leistung abhängt. Als erste Röhre wurde zur Vermeidung der Rückwirkung eine Anodenschutznetzröhre gewählt, die kapazitiv mit dem Anodenkreis der Oszillatorröhre gekoppelt ist. Den Anodenkreis dieser Verstärkerröhre bildet ein Siebkreis mit Hochfrequenzdrossel (R. F. C.) und zwei Koppelkondensatoren zu den Verstärkerstufen.

Zur Vermeidung äußerer Streufelder usw. sind Oszillator und Verstärker in einem abgeschützten Kasten untergebracht und die Zuleitungen durch Hochfrequenzdrosseln blockiert. Als Oszillatorröhre dient eine Röhre 201-*A*. Die Anodenspule *L* ist eine Honigwabenspule. Die Quarzplatte schwingt nur mit kleiner Amplitude. Die Drossel R.F.C. hat bei kleiner Eigenkapazität eine Induktivität von 60 bis 85 Millihenry.

Da die Quarzplatten bei senkrechtem Schnitt zur elektrischen Achse einen Temperatur-Koeffizienten der Frequenz von $1—3 \cdot 10^{-5}$ haben, so mußte große Sorgfalt auf Konstruktion eines Thermostaten gelegt werden, wenn eine Frequenzkonstanz von $1 \cdot 10^{-5}$ gefordert wurde. Er besteht im wesentlichen aus einem mit viel Asbest isolierten Kupferzylinder, in dessen Innerem der Quarzplattenhalter untergebracht ist. Im Kupferzylinder ist zur Temperaturkontrolle ein Kontakt-Quecksilberthermometer untergebracht, das eine Heizspirale mit Strom beschickt. Zur Vermeidung äußerer Erschütterungen ist der Kupferzylinder auf Bronzefedern gelagert.

Die Quarzplatte hat die Form einer Kreisscheibe, sie schwingt in Richtung ihrer Dicke. Die Plattenebenen sind sorgfältig eben und parallel geschiffen, dasselbe gilt von den beiden Elektrodenflächen. Der Abstand der beiden Elektrodenflächen wird durch einen um die Quarzscheibe herumliegenden Pyrex-Glasring bestimmt, dessen beide Endflächen ebenfalls völlig ebengeschliffen sind. Durch die Parallelität sämtlicher Flächen soll erreicht werden, daß eine Verschiebung der Quarzscheibe innerhalb des Glasringes keine Aenderung des Elektrodenabstandes zur Folge hat. Der Abstand zwischen oberer Elektrode und oberer Quarzfläche ist von der Größe von $^1/_4$ Wellenlänge der durch die Quarzschwingungen erzeugten Schallwelle.

Von diesen Oszillatoren sind sechs Stück gebaut und untersucht worden. Der Temperatur-Koeffizient ergab sich zu $2{,}5 \cdot 10^{-5}$, 10% Aenderung der Heizfaden- und Anodenspannung bewirkt eine Frequenzänderung von weniger als $1 \cdot 10^{-6}$, Umkippen und Bewegen des Apparates bewirkt etwa $7 \cdot 10^{-6}$. Die Frequenzmessungen wurden während dreier Monate täglich einmal ausgeführt und ergaben die Frequenz auf weniger als $5 \cdot 10^{-6}$ konstant. Eine immerhin mögliche Frequenzänderung über einen längeren Zeitraum konnte experimentell nicht gefunden werden.

A. Scheibe.

A. Hund und R. B. Wright. Neue Piezo-Schwingungen mit Quarzzylindern, deren Achsen parallel zur optischen Achse geschnitten sind. (New piezo oscillations with quartz cylinders cut along the optical axis.) Bur. of Stand. Journ. of Res. **4**, 383—394, 1930.

E. P. Tawil (C. R., **187**, 1042—1044, 1928) drillt statisch Quarzzylinder, deren Achse parallel der optischen Achse des Kristalls verläuft, und findet elektrisch homogene Ladung längs des Zylindermantels und hierzu entgegengesetzte Ladung auf den beiden Zylinderendflächen. Er glaubt, daß diese elektrische Erregung von der Piezoelektrizität verschieden sei und nennt sie daher „Strepho-Elektrizität". Die Elektrodenanordnung nach Tawil ist von den Verff. in Bild 1 gezeichnet. W. C. Röntgen drillt ebenfalls Quarzzylinder gleicher Orientierung (Wied. Ann. **39**, 16, 1890) und findet eine Ladungsverteilung auf dem Zylinder derart, daß die Mantelfläche in vier symmetrisch gelegenen Quadranten abwechselnd entgegengesetzte Ladungen erhielt. Die Anregungselektroden sind nach Bild 2 angeordnet. Der Röntgensche Befund steht im direkten Gegensatz zur theoretischen Voraussage über gedrillte Zylinder dieser Orientierung von W. Voigt (Lehrbuch der Kristallphysik, 879—891). (Diese Unstimmigkeit zwischen der Theorie und dem Experiment kann nur dadurch erklärt werden, daß die Röntgenschen Zylinder mit ihrer Achse nicht genau parallel der optischen Achse des Kristalls orientiert waren. D. Ref.)

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist nun, zu zeigen, daß durch dynamische Torsionskräfte ein elektrischer Effekt hervorgebracht wird und umgekehrt,

Digitized by Google

daß die Schwingungen des Zylinders ohne Widerspruch zur Voigtschen Theorie erklärt werden können, und daß diese Schwingungen piezoelektrischen Ursprungs sind. Die Verff. benützen zur Anregung der Schwingungen die Elektrodenanordnungen nach Bild 1 und 2 und Abänderungen hiervon. Die Quarzzylinder werden in Oszillatorschaltung untersucht. Es

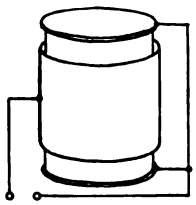


Bild 1.

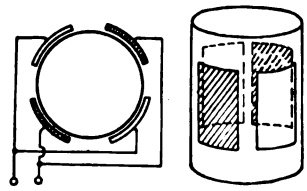


Bild 2.

ergab sich die Unmöglichkeit, mit den gewöhnlichen Piezoschaltungen eine Selbsterregung des Quarzes zu erzielen. Dies rührt ohne Zweifel daher, daß der Modul d_{14} des Quarzes bei Torsionsschwingungen um

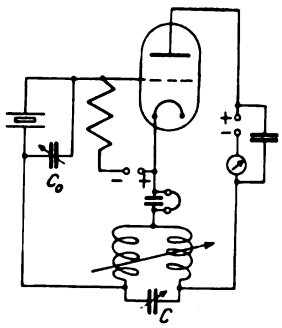


Bild 3.

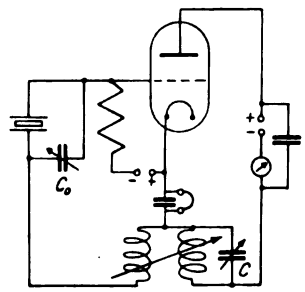


Bild 4.

die optische Achse allein wirksam ist; dieser ist aber um ein Mehrfaches kleiner als der für die Longitudinalschwingung n wirksame d_{11}. Man mußte daher Oszillatorschaltungen wählen, die auch ohne Steuerquarz nahezu vor dem Schwingungseinsatz stehen. Die Schaltungen sind in Bild 3—6 gezeichnet.

Die Erscheinungen am schwingenden Quarz werden hauptsächlich nach der Leuchtmethode von Giebe und Scheibe untersucht; zu diesem Zwecke waren die Quarzzylinder mit ihren Elektrodenanordnungen in einem Vakuumgefäß mit verdünntem Helium untergebracht. Die Verff. bringen eine reichhaltige Auswahl von Photographien der zum Teil sehr verwickelten Leuchtfiguren, die sowohl mit der Anordnung nach Tawil, Röntgen, als auch den speziellen der Verff. erhalten werden können. Die meisten der Leuchtfiguren zeigen entweder direkt oder wenigstens in ableitbarer Form die Sechszähligkeit der Ladungsverteilung.

Aus den Dimensionen der Quarzzylinder und den Elastizitätsmoduln berechnen die Verff. die Frequenzen der Longitudinal-, Transversal- und Torsionsgrundschwingung und ihrer Oberschwingungen; indem sie nun die gemessenen Frequenzen diesen berechneten zuordnen, ist es ihnen möglich, Ordnung in das Frequenzspektrum zu bringen. Es ergibt sich, daß von neun gemessenen Frequenzen eines der durchgemessenen Zylinder (Länge = 3,677 cm, Durchmesser = 2,4715 cm) allein fünf Frequenzen den Torsionsschwingungen zugeteilt werden müssen. Die Torsionsschwingungen werden bevorzugt angeregt bei Verwendung der Elektrodenanordnung nach Bild 1 und der Oszillatorschaltung nach Bild 3. Im allgemeinen sind die Ergebnisse in völliger Uebereinstimmung mit den vorläufig bekannten Erscheinungen der Piezoelektrizität, so daß keine Notwendigkeit zu einer anderen Erklärung der Erscheinungen vorliegt. (Anmerkung des Ref.: E. Giebe und A. Scheibe haben bereits vor Tawil in ihrer Arbeit über die piezoelektrische Erregung von Dehnungs-, Biegungs- und Drillungsschwingungen bei Quarzstäben in der Z. f. Ph. **46**, 641—642, 1928, berechnet, daß bei einer statischen Drillung eines derartigen Zylinders eine gleichmäßig über den Mantel

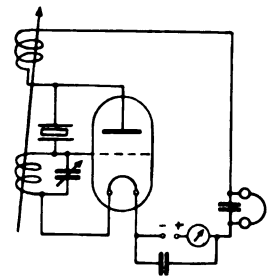


Bild 5.

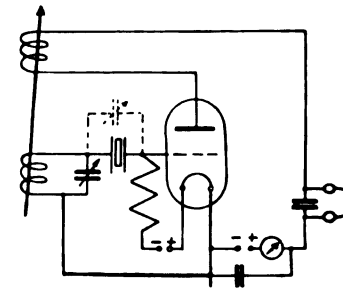


Bild 6.

und längs des Zylinders verteilte Ladung eine ihr äquivalente Raumladung im Innern des Zylinders vollständig umhüllt, so daß außerhalb des Zylinders — abgesehen von den Randwirkungen — keine elektrischen Kraftlinien verlaufen können, daß hingegen bei Schwingungen und bei kleiner Länge der stehenden elastischen Welle auch außerhalb des Stabes ein elektrisches Feld vorhanden sein muß. Damit müßten Torsionsschwingungen prinzipiell anregbar sein. Die Ergebnisse von Hund und Wright sind daher eine gute Bestätigung dieser Voraussagen.)

A. Scheibe.

J. E. P. Vigoureux. Der quarzgesteuerte Röhrensender. (The valve-maintained quartz oscillator.) Journ. Inst. Electr. Eng. (London), **68**, 265—295, 1930.

Ein Quarzresonator, der zwischen das Gitter und einer der beiden anderen Elektroden einer Verstärkerröhre geschaltet wird, gibt zu Schwingungen im Anodenkreis Anlaß, wenn die Konstanten jenes Kreises gewisse Bedingungen erfüllen. Die Frequenz der Schwingungen hängt nur von der natürlichen elastischen Frequenz des Quarzes und, abgesehen von der Temperatur, zu Bruchteilen von anderen Größen, als dem Zwischenraum zwischen Quarzoberfläche und Anregungselektroden, den Konstanten des Anodenkreises und den Kapazitäten der Röhre und den Röhrenwiderständen ab. Der Zweck der vorliegenden Arbeit war das theoretische und experimentelle Studium des Einflusses dieser Größen.

Im theoretischen Teil der Arbeit ersetzt der Verfasser den schwingenden Quarz in gleicher Weise, wie es früher schon Dye getan hat, durch Reihenschaltung einer Induktivität, eines Widerstandes und einer Kapazität, denen nach Bild 1 eine weitere Kapazität parallel geschaltet ist. K_1 ist annähernd gleich

Digitized by Google

der statischen Kapazität zwischen den Oberflächen des Quarzes, K ist eine Ersatzkapazität, die durch die piezoelektrischen und elastischen Größen des Kristalles bestimmt ist. Die dem Ersatzgebilde in Reihe geschaltete Kapazität K_2 ist gleich der Kapazität des

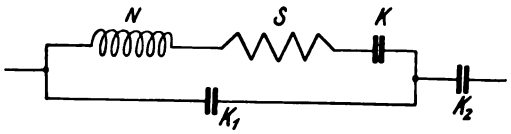


Bild 1.

Zwischenraums zwischen Quarz und Anregungselektroden (dem sogen. Luftzwischenraum). Die Streukapazitäten zwischen den Anregungselektroden und den Leitungszuführungen wird durch eine weitere in Bild 1 nicht eingezeichnete Kapazität K_3 berück-

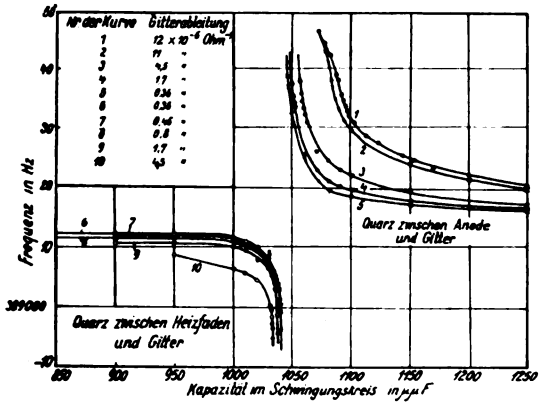


Bild 2.

Änderung der Frequenz mit der Kapazität des Schwingungskreises bei verschiedenen Gitterableitungen.

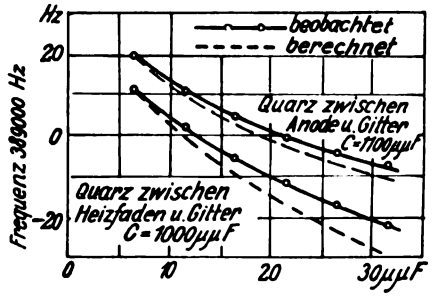


Bild 3.

Änderung der Frequenz mit der Gitter-Heizfaden-Kapazität (C_2).

sichtigt. Die Kombination Quarzresonator, Röhre und Anoden-Schwingungskreis stellt dann ein Gebilde von Widerständen dar, das drei Gleichungen für die Stromverteilung liefert. Die Röhrengleichung wird diesen Gleichungen hinzugefügt, woraus sich eine allgemeine Schwingungsgleichung ergibt, die sich lösen läßt, wenn die Frequenz und Amplitude der Schwingungen nur für den stationären Schwingungszustand berechnet werden soll. Es lassen sich dann Formeln für die Aenderung der Frequenz mit der Aenderung des Widerstandes und der Kapazität im Anodenkreis, der Röhrenkapazitäten und dem Luftzwischenraum ableiten. In gleicher Weise läßt sich die Abhängigkeit der Amplitude von diesen Größen untersuchen.

Der Verfasser benutzt nur die beiden einfachen Schaltungen von Pierce, der Quarz liegt zwischen Gitter und Anode oder Gitter und Kathode. Für beide Schaltungen führt er seine Betrachtungen durch. Es ist jedoch im Rahmen dieses Referates nicht möglich, näher auf die z. T. recht vielgliedrigen und unübersichtlichen Formeln und Gleichungen des theoretischen Teiles einzugehen. Es ist sehr dankbar zu begrüßen, daß der Verfasser seinen rechnerischen Befund durch gründliche Messungen am Oszillator bestätigt. In zahlreichen Kurven wird das Ergebnis mitgeteilt. Auch hier ist es nicht möglich das interessante Material völlig zu würdigen, wir müssen uns auf die Wiedergabe einiger Kurven, die die hauptsächlich interessierende Frequenzabhängigkeit von den verschiedenen Größen des Anodenkreises und der Röhre demonstrieren, beschränken.

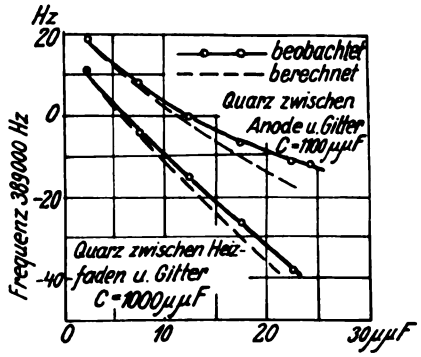


Bild 4.

Änderung der Frequenz mit der Anoden-Gitter-Kapazität (C_3).

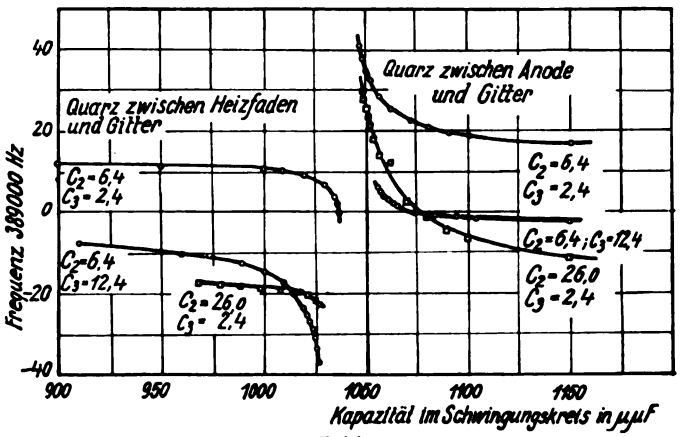


Bild 5.

Änderung der Frequenz mit den Röhrenkapazitäten C_2 und C_3

Bild 2 zeigt die Frequenzänderung mit Aenderung der Schwingungskreiskapazität bei verschiedener Gitterableitung (verschiedenem reziproken Gitterwiderstand). Die Resonanz zwischen Quarz und Resonanzkreis liegt bei nahezu 1050 $\mu\mu$F, der linke Teil des Bildes gibt die Verhältnisse für „Oszillatorschaltung, Quarz zwischen Heizfaden und Gitter", der rechte Teil für Schaltung „Quarz zwischen Anode und Gitter" wieder.

Bild 3 stellt die Aenderung der Frequenz mit Aenderung der Kapazität C_2, d. h. der Kapazität zwischen Gitter und Heizfaden bei konstanter Anodenkreiskapazität C dar, die Rechnung gibt die wirklichen Verhältnisse relativ gut wieder. Bild 4 bezieht sich in ähnlicher Weise auf den Einfluß der Anoden-Gitterkapazität C_3 auf die Frequenz.

Bild 5 zeigt eine Kurvenschar als Beispiel für den verschiedenen Einfluß der Röhrenkapazität auf die

Digitized by Google

Frequenz bei Aenderung der Abstimmung im Anodenkreis. Man erkennt unschwer, daß der Einfluß dieser Abstimmung auf die Quarzfrequenz bei richtiger Wahl von C_2 und C_3 nahe der Resonanz stark vermindert werden kann (C_2 und C_3 in $\mu\mu F$).

Bild 6 zeigt die Aenderung der Frequenz mit dem Widerstand R (in Ohm) des Schwingungskreises.

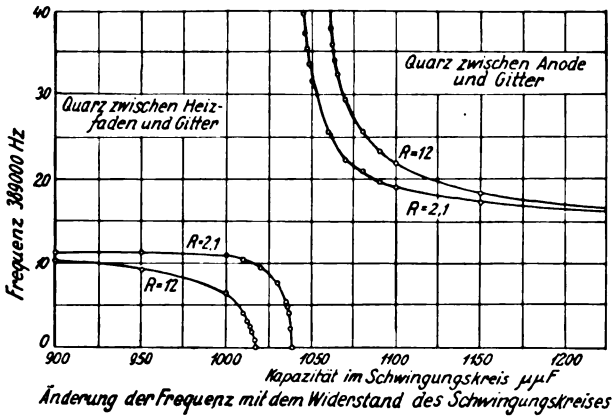


Bild 6.

Der Verfasser zieht zum Schluß die Ergebnisse seiner Untersuchung in folgende Sätze zusammen:

I. Quarz zwischen Anode und Gitter.

a) Wenn die Kapazität C des Schwingungskreises mehrfach größer als die der Quarzfrequenz entsprechende Resonanzkapazität C' des Schwingungskreises ist, so sind noch keine Schwingungen vorhanden. Nach allmählicher Verkleinerung von C wird ein Kapazitätswert erreicht, bei dem Schwingungen schwacher Amplitude einsetzen. Bei weiterer Kapazitätsverkleinerung steigt die Amplitude weiter an, bis das Maximum bei einem C erreicht wird, das weniger als 1% größer als C' ist. Eine geringe weitere Kapazitätsverkleinerung läßt die Amplitude rapid sinken, bis die Schwingungen bei einem immer noch größeren Wert als C' plötzlich abreißen.

b) Der Widerstand des Schwingungkreises, die Gitterableitung, allgemein jeder Widerstand und jede Ableitung in den Kreisen, erniedrigt die maximale Amplitude der Schwingungen.

c) Ein bestimmter Wert der Kapazität im Innern oder außerhalb der Röhre zwischen Gitter und Heizfaden ist zur Aufrechterhaltung der Schwingungen wesentlich. Zu große Kapazität verringert die Amplitude. Es gibt einen günstigen Kapazitätswert, bei dem die Leistung am größten ist.

d) Jede Parallelkapazität zum Resonator, sei es die Anoden-Gitterkapazität, die Streukapazität zwischen den Anregungselektroden oder zwischen den Zuführungen zu den Elektroden, ist unvorteilhaft und vermindert die Leistung.

e) Geringer Röhrenwiderstand und großer Verstärkungsfaktor sind nützlich.

f) Jede Frequenzänderung, die durch Aenderung des Luftzwischenraumes, der Röhre oder den Stromkreisen hervorgebracht wird, ist in allen Fällen nur ein kleiner Bruchteil der Frequenz (response-frequency), die der Quarz bei fehlendem Luftzwischenraum (die Elektroden sind mit der Quarzoberfläche in Kontakt) besitzt.

g) Je größer die Gitterableitung, um so größer ist die Frequenz.

h) Die Aenderung der Frequenz mit einer gegebenen Aenderung von C ist größer bei großer Gitterableitung als bei kleiner Gitterableitung.

i) Mit Verkleinerung von C wird die Frequenz größer. Die Frequenzänderung ist am stärksten in der Nähe des Abreißpunktes der Schwingungen.

II. Quarz zwischen Gitter und Heizfaden.

a) Wenn die Schwingungskreiskapazität C null ist, sind die Schwingungen nicht oder nur schwach vorhanden. Wenn die Kapazität ansteigt, steigt die Amplitude allmählich an und erreicht bei einem C ihr Maximum, das weniger als 1% kleiner als C' ist. Eine weitere geringe Kapazitätsvergrößerung verkleinert die Amplitude rapid, bis bei einem immer noch kleineren Wert als C' die Schwingungen plötzlich abreißen.

b) Der Widerstand im Schwingungskreis, die Gitterableitung, allgemein jeder Widerstand und jede Ableitung verkleinert die maximale Amplitude.

c) Ein bestimmter Wert der Kapazität im Innern oder außerhalb der Röhre zwischen Anode und Gitter ist zur Aufrechterhaltung der Schwingungen wesentlich. Bei zu großer Kapazität setzen keine Schwingungen ein. Bei einem günstigsten Kapazitätswert ist die Leistung am größten.

d) Jede Parallelkapazität zum Resonator verringert die Leistung.

e) Die Frequenz ist immer niedriger als die Frequenz der Schaltung „Quarz zwischen Anode und Gitter", aber sie ist niemals so niedrig wie die Quarzfrequenz (response-frequency) bei berührenden Anregungselektroden.

f) Wie bei I.

g) Je größer die Gitterableitung, um so niedriger ist die Frequenz.

h) Wie bei I.

i) Mit Vergrößerung von C wird die Frequenz kleiner. Die Frequenzänderung ist am stärksten in der Nähe des Abreißpunktes der Schwingungen.

A. Scheibe.

F. H. Drake, G. W. Pierce und **M. T. Dow.** Messung der Dielektrizitätskonstanten und des Brechungsexponenten von Wasser und wässerigen Lösungen von KCl bei hohen Frequenzen. (Measurement of the dielectric constant and index of refraction of water and aqueous solutions of KCl at high frequencies.) Phys. Rev. **35**, 613—622, 1930.

Die Methode besteht in folgendem:

Ein durch die Harmonischen eines Quarzoszillators geeichter Röhrengenerator induziert auf ein System, in dem stehende Wellen erzeugt werden sollen. Dieses System ist nicht ein Lecher'scher Doppeldraht, sondern ein Rohr (Länge 3,7 m, innerer Durchmesser 4,1 cm, Wandstärke 0,32 cm), und in der Achse des Rohres ein Draht. Dieses Rohr, in dem sich die zu untersuchende Flüssigkeit befindet, ist vertikal aufgestellt und unten durch eine isolierende Kappe, oben durch einen messingen Stempel abgeschlossen, der Draht und Röhre leitend verbindet und

Digitized by Google

in dem Rohr verschiebbar ist. An diesem Stempel werden die von unten kommenden Wellen reflektiert. Variiert man die Länge, die den Wellen zur Verfügung steht, durch Verschieben des Stempels, so bilden sich, wenn diese Länge ein ganzzahliges Vielfaches einer halben Wellenlänge ist, stehende Wellen aus, und das System Rohr-Draht ist in Resonanz mit dem Röhrengenerator. Bei welchen Stellungen des Stempels das eintritt, läßt sich an einem Strommesser, der sich im Anodenkreis des Röhrengenerators befindet, beurteilen. Er zeigt eine starke Aenderung des Anodenstroms an, sobald das System Rohr-Draht in Resonanz mit dem Röhrengenerator und infolge davon die Rückwirkung auf diesen ein Maximum ist.

Die Anordnung hat vor der Lecher'schen zweifellos den Vorteil, daß das elektrische und magnetische Feld der Wellen in dem Raum zwischen Draht und Rohr konzentriert ist und daß dieser Raum vollkommen mit der zu untersuchenden Substanz ausgefüllt werden kann, während es bei der Bestimmung der Dielekrizitätskonstanten einer Flüssigkeit mit dem Lecher'schen System meist nicht ohne Mangel an definierten Verhältnissen abgeht.

Bezeichnet man die Wellenlänge in Luft mit λ_0, diejenige der zu untersuchenden Flüssigkeit mit λ, so ergibt die Theorie eine Beziehung, die unter den Bedingungen der Versuche auf folgende vereinfachte Form gebracht werden kann,

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \varepsilon^{1/2} \cdot f(h); \quad f(h) = \left(\frac{(1+h^2)^{1/2}+1}{2}\right)^{1/2}; \quad h = \frac{2\gamma T}{\varepsilon}.$$

Darin ist ε die Dielektrizitätskonstante, γ das Leitvermögen der Substanz, beide in absoluten elektrostatischen Einheiten, und T die Periode der Schwingungen. Hat man also dieses Leitvermögen gemessen, so findet man aus λ/λ_0, das die beschriebene Methode liefert, die Dielektrizitätskonstante ε.

Bei den Versuchen wurde die Wellenlänge zwischen 3,918 und 25,47 m variiert. Für destilliertes Wasser ($\gamma = 0{,}97 \cdot 10^7$ elst. CGS) ergab sich die Dielektrizitätskonstante bei 25° C im Mittel zu 78,57 $\pm$ 0,005. Untersucht wurde außerdem die Dielektrizitätskonstante von Leitungswasser ($\gamma = 11{,}9 \cdot 10^7$ elst. CGS) und $^1/_{270}$ bzw. $^1/_{70}$-normale-KCl-Lösung. Im letzteren Fall war der Wert der Dielektrizitätskonstante i. M. 79,24 bzw. 79,01 ($\gamma = 47 \cdot 10^7$ bzw. $= 178 \cdot 10^7$ elst. CGS.) also fast genau dieselbe, wie für destilliertes Wasser. J. Zenneck.

A. H. Davis und **E. J. Evans** (Nat. Phys. Lab., Teddington). Messung der akustischen Absorption verschiedener Materialien nach der Methode der stehenden Wellen. Measurement of absorbing power of materials by the stationary wave method.) Proc. Royal Soc. **A. 127**, 89—110, 1930.

1. Die bekannte Methode, um den Absorptions-Koefficienten für Schallwellen zu bestimmen, besteht darin, daß man in einem Rohr mit möglichst wenig absorbierenden Wänden, das am Ende mit einer Platte auf dem zu untersuchenden Material abgeschlossen ist, stehende Wellen erzeugt und die Schalldruckamplituden an den Knoten (P_{min}) und an den Bäuchen (P_{max}) mißt. Versteht man unter dem Absorptions-Koefficient a einer Platte das Verhältnis der Schallenergie, das an der Platte absorbiert wird zu derjenigen, die senkrecht auf sie auffällt, d. h. $a = \frac{A^2 - B^2}{A^2}$, wenn man mit A die Amplitude der auf die Platte einfallenden, mit B der von ihr reflektierten Welle bezeichnet, so läßt sich leicht zeigen, daß

$$a = 4 \Big/ \left(2 + \frac{P_{max}}{P_{min}} + \frac{P_{min}}{P_{max}}\right) \text{ ist.}$$

Bei der Untersuchung benützen die Verfasser als Schallquelle einen Lautsprecher mit schwingender Spule, als Rohr, in dem die stehenden Wellen erzeugt wurden, ein Eisenrohr mit 1,2 cm Wandstärke, 30 cm innerem Durchmesser und 250 cm Länge. Die zu untersuchenden Materialien wurden meist auf einer

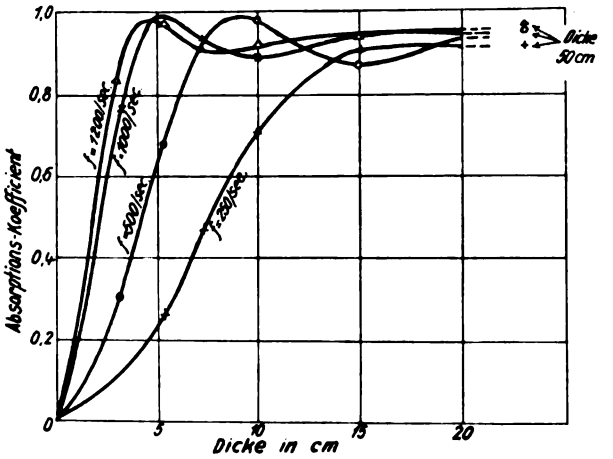


Bild 1.

Stahlscheibe von 0,9 cm Dicke befestigt. Zur Messung der Schallamplituden im Rohr wurde an die betreffende Stelle eine Röhre von 1,2 cm äußerem Durchmesser und 2 mm Wandstärke eingeführt. Am äußeren Ende der Röhre befand sich die Membran eines elektrodynamischen Lautsprechers mit ihrer beweglichen Spule. Gemessen wurde die in der Spule bei ihrer Schwingung induzierte EMK und zwar durch Vermittlung eines Verstärkers und Gleichrichters.

2. Mit dieser Anordnung haben die Verfasser eine große Anzahl von Materialien untersucht, z. B. verschiedene Arten von Filz und dann eine größere Anzahl von Stoffen, wie sie besonders zur Schalldämpfung fabriziert werden.

Der Abhängigkeit von der Frequenz wurde dadurch Rechnung getragen, daß die Messungen bei den Frequenzen 250, 500, 800, 1000 und 1200/sec durchgeführt wurden, wobei die bekannte Tatsache bestätigt wurde, daß die Absorption mit der Frequenz stark anwächst; sie ist bei $f = 1200$/sec zum Teil mehr als das zehnfache derjenigen bei $f = 250$/sec.

Die Abhängigkeit von der Dicke des Materials war meist so, daß der Absorptions-Koefficient bei kleiner Dicke ungefähr proportional der Dicke anwuchs bis zu einem Maximum, um dann ein wenig abzunehmen und sich einem ungefähr konstanten Endwert zu nähern (vgl. Bild 1, das sich auf Abfall-Baumwolle bezieht). Diese auf den ersten Blick auffallende Erscheinung erklärt sich, wenn man daran denkt, daß die von einer Platte reflektierte Welle sich stets zusammensetzt aus einer an der Vorderseite reflektierten und einer, die durch das Material hindurchgedrungen ist, an der Rückseite reflektiert wurde und dann noch einmal ihren Weg durch das Material ge-

Digitized by Google

macht hat. Die Beziehungen, die unter dieser Annahme rechnerisch abgeleitet wurden, geben die Beobachtungen gut wieder.

Befindet sich das absorbierende Material in einem gewissen Abstand von einer nahezu vollkommen reflektierenden Wand, so hängt die Absorption bekanntlich in hohem Maße von diesem Abstand ab. Sie nimmt mit wachsendem Abstande bei kleinen Abständen sehr rasch zu und die Werte wiederholen sich, wenn der Abstand um $\lambda/_2$ zunimmt. Ein Beispiel für diesen Einfluß gibt Bild 2, das sich auf Filz von 1,25 cm Dicke und die Frequenz 1200/sec bezieht.

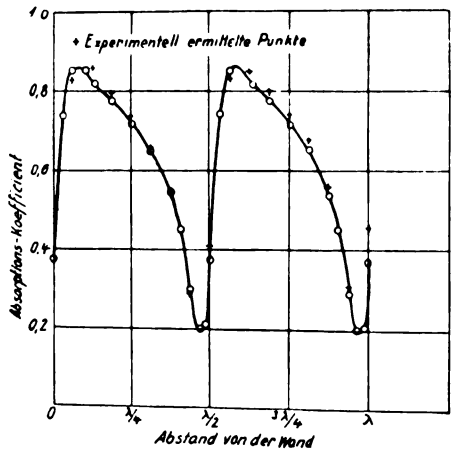


Bild 2.

Bohrungen in einem Material von holzartigem Charakter vermehren die Absorption erheblich. Als interessantes Beispiel für diesen Fall geben die Verfasser die Zahlen für eine Platte von „cane fibre board" (eine Art Kunstholz aus gemahlener Zuckerrohrfaser), 1,1 cm dick mit ungefähr 5300 Bohrungen von 0,4 cm Durchmesser auf den qm. Die Absoption war ohne Bohrungen bei $\lambda =$ 500 m 0,03

„ „ „ $\lambda = 1200$ „ 0,07

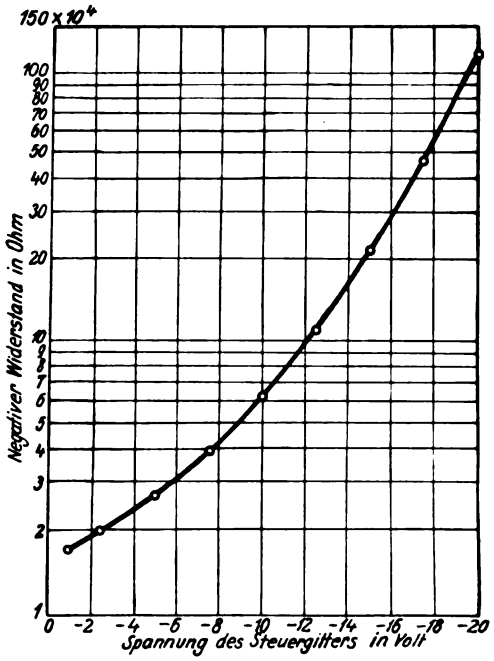
mit „ „ $\lambda =$ 500 „ 0,175

„ „ „ $\lambda = 1200$ „ 0,53

Am Schluß besprechen die Verfasser das Verhältnis ihrer Methoden zu derjenigen, bei der der Absorptions-Koefficient eines Materials durch die Aenderung, die es auf die Nachhallzeit eines Raumes hervorbringt, gemessen wird. Die Bedingungen, unter denen in beiden Fällen gemessen wird, sind natürlich ganz verschieden. Bei der Methode mit stehenden Wellen trifft die Welle senkrecht zur Oberfläche des Materials auf, bei der Nachhallmethode unter allen möglichen Winkeln. Außerdem können bei der letzteren große Platten zu Schwingungen angeregt werden. Es ist von vornherein zu erwarten, daß die Nachhallmethode größere Werte gibt. Die Verfasser vergleichen ihre Werte mit denen, die nach der Nachhallmethode von anderen Beobachtern, besonders Watson und P. E. Sabine erhalten wurden. Sie finden, daß die Werte der Nachhallmethode unter Umständen bis etwa fünfmal größer sein können und zwar scheint das Verhältnis besonders groß bei kleinen Frequenzen zu sein. J. Zenneck.

H. Jinuma. Eine Methode zur Messung des Hochfrequenzwiderstandes eines Schwingungskreises. (A method of measuring the radio-frequency resistance of an oscillatory circuit.) Proc. Inst. Radio Ing. **18**, 537—543, 1930.

Das Prinzip der Methode ist das folgende: Nimmt man von einer Schutzgitterröhre die Charakteristik Anodenstrom — Anodenspannung auf, so ist diese in gewissen Gebieten fallend, d. h. die Röhre repräsentiert einen negativen Widerstand. Die Größe derselben kann in weiten Grenzen verändert werden durch die Veränderung der Spannung des Steuergitters. In welchem hohen Maße das der Fall ist, zeigt das nebenstehende Bild, das sich auf das Radiotron



UX *222*, einen Heizstrom von 0,135 A, eine Anodenspannung von 40,5 V und eine Spannung des Schutzgitters von 81,5 V bezieht.

Legt man nun in die Anodenleitung eine Verzweigung zwischen einer Kapazität C und einer Induktivität L mit dem Ohm'schen Widerstand R, so kommt der dadurch gebildete Schwingungskreis in Eigenschwingung von annähernd der Kreisfrequenz $\omega = \sqrt{1\ CL}$ wenn der negative Widerstand der Röhre = dem Wirkwiderstand der Verzweigung $C - L(R)$, d. h. $= L/CR$ ist.

Das Verfahren zur Messung des Widerstandes R besteht nun darin, daß man zuerst die Doppelgitterröhre eicht, d. h. ihren negativen Widerstand für die verschiedenen Spannungen des Steuergitters bestimmt. Dann ändert man in der angegebenen Anordnung die Spannung des Steuergitters solange, bis die Eigenschwingungen des Schwingungskreises CL eben ein- bzw. aussetzen, was man an einem extrem lose gekoppelten Ueberlagerer mit Gleichrichter feststellt. Der negative Widerstand, der dieser Einstellung der Spannung am Steuergitter entspricht, ist gleich dem Wirkwiderstand L/CR.

In der Arbeit ist gezeigt, daß die Widerstandswerte, die man mit diesem Verfahren im Gebiet der Frequenzen $600 \cdot 10^3$ bis $1250 \cdot 10^3$/sec bekommt, sehr gut übereinstimmen mit den Werten, die die gewöhnliche Methode der Messung von Hochfrequenzwiderständen liefert (Variation des Widerstandes). Der Verfasser ist der Ansicht, daß die Methode sich besonders gut für die Messungen bei sehr hohen Frequenzen eignet, da sie keinerlei Hochfrequenz-Strom- oder Spannungsmesser erfordert. J. Zenneck.

Digitized by Google

Industrie-Rundschau.

Präzisions-Meßkondensatoren und Meßbrücken

Die Firma Oskar Selinger, Berlin S 42, stellt Normal-Luftkondensatoren nach Modellen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin her (Bild 1—3). Diese Kondensatoren werden unter Berücksichtigung aller

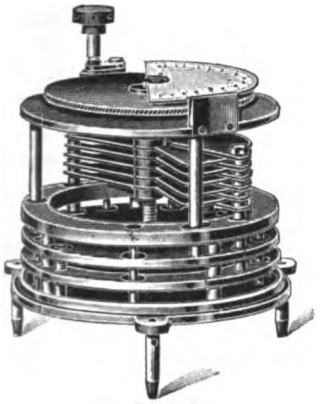


Bild 1.

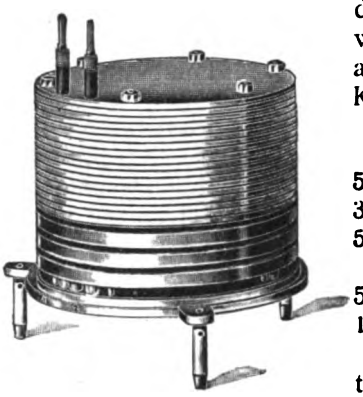


Bild 2.

neuzeitlichen Erfahrungen aus hartem Kupferaluminium gebaut und stellen dank ihrer vorzüglichen mechanischen und elektrischen Eigenschaften Präzisionsmeßgeräte von höchster Genauigkeit dar. Auf

Bild 3.

die Erreichung geringster Verluste und möglichst hoher Konstanz der Kapazitätswerte ist größter Wert gelegt. Als besonderer Vorteil ist hervorzuheben, daß die beiden Plattensysteme gegeneinander und gegen das sie völlig umschließende Metallgehäuse durch kleinste Quarzglaskörper isoliert sind. Die Verwendung von Quarzglas als Isolationsmaterial drückt die dielektrischen Verluste auf einen unmeßbar kleinen Wert herab.

Die Kondensatoren sind so abgeglichen, daß sie bei Verbindung des einen Plattensystems mit dem Gehäuse den auf dem Schild angegebenen Nennwert mit einer Genauigkeit von $\pm 1‰$ einhalten. Die Parallelschaltung der Kondensatoren geschieht durch Aufeinandersetzen und Verbindung durch beigegebene Doppelbananenstecker. Auf diese Weise wird eine zusätzliche Verbindungskapazität vollständig vermieden, so daß die Einzelwerte ohne Korrektion streng addiert werden können. Die Anschlußklemmen befinden sich an einem besonderen Anschlußteller, auf den die Kondensatoren gesetzt werden.

Zur Zeit werden folgende Größen hergestellt:

1. Festkondensatoren: 10; 20; 30; 40; 50; 100; 200; 300; 400; 600; 800; 1000; 2000; 3000; 4000; 5000; 10000; 20000; 30000; 40000; 50000 und 100000 $\mu\mu F$.

2. Drehkondensatoren: $5 \div 50$; $10 \div 30$; $50 \div 150$; $100 \div 350$; $130 \div 630$; $170 \div 1150$; $250 \div 2200$; $130 \div 3200$; $150 \div 4200$; $230 \div 5500$ $\mu\mu F$.

Außerdem werden zwei Spezialkonstruktionen von Drehkondensatoren kleiner Kapazität hergestellt: Davon ist die eine Konstruktion (Bild 4) ein völlig abgeschirmter, mit Quarzglas isolierter Kreisplattenkondensator, dessen eine mit dem Gehäuse verbundene Platte durch eine Schraubenspindel mit Mikrometereinstellung der zweiten Platte mehr oder weniger genähert werden kann.

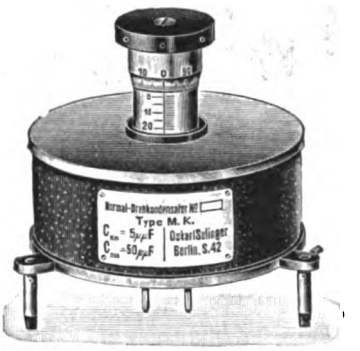


Bild 4.

Bei größeren Plattenabständen (rd. 2 cm) ist die Kapazitätsänderung des Kondensators pro Skalenteil außerordentlich klein (Größenordnung 0,001 $\mu\mu F$), wodurch der Apparat zur genauen Messung sehr kleiner Kapazitäten (z. B. Röhrenkapazitäten) oder Kapazitätsänderungen hervorragend geeignet ist. Die Anfangskapazität beträgt nur etwa 5 $\mu\mu F$, die Maximal-Kapazität etwa 50 $\mu\mu F$.

Der andere Kondensator besitzt zwei vom Gehäuse isolierte Belegungen. Er ist als Meßkondensator für sehr kleine Kapazitäten in Brückenschaltungen zu verwenden, die drei Anschlußpunkte (für die zwei Belegungen und für das Gehäuse) erfordern derart, daß nur die zwischen den Belegungen liegende veränderbare Teilkapazität in die Messung eingeht. Durch besondere Anordnung (D. R. P. a.) ist es gelungen, diesen Meßkondensator so durchzubilden, daß die Anfangskapazität völlig den Wert Null erreicht. Ferner ist die Meßkapazität frei von festem Dielektrikum und daher völlig verlustfrei. Von dieser Type werden z. Zt. zwei Größen von 10 und 20 $\mu\mu F$ Maximalkapazität angefertigt. Das Aeußere entspricht den Normalkondensatoren der P. T. R.

Neuerdings stellt die oben genannte Firma auch

Digitized by Google

einen sehr genauen Drehkondensator mit Preßbernsteinisolation von $50 \div 2000$ $\mu\mu F$ her. Die dielektrischen Verluste sind dank der guten Herstellung des heutigen Preßbernsteins kaum nachweisbar. Die Anordnung der Anschlüsse gestattet sowohl die Teilkapazität beider Systeme gegeneinander allein zu benutzen, als auch das eine oder das andere Plattensystem mit dem Gehäuse zu verbinden. Auch ist der Kondensator so durchgebildet, daß er mit anderen Dielektrika versehen werden kann (Oel usw.).

Jedem Drehkondensator wird eine Kapazitätskurve beigegeben.

Die Reihe der Präzisionsgeräte, welche die Firma anfertigt, wurde neuerdings durch zwei Meßbrücken erweitert, die ebenfalls nach Modellen der Phys.-Techn. Reichsanstalt in Berlin entwickelt wurden.

Es handelt sich hier zunächst um eine Meßbrücke zur Bestimmung sehr kleiner Kapzitäten von $0 \div 100$ bzw. $0 \div 200$ $\mu\mu F$ nach Dr. G. Zickner (Bild 5).

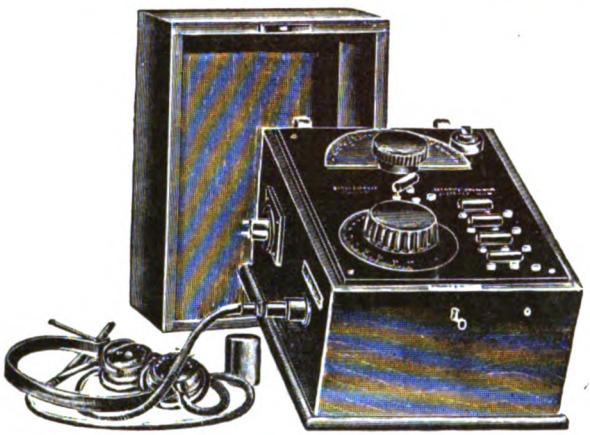


Bild 5.

Die Brücke dient zur schnellen Ermittlung von Kapazitäten sehr geringen Betrages, bei denen die üblichen im Handel befindlichen Meßbrücken versagen oder komplizierte Differenzmessungen erfordern. Zur Erregung ist eine Mittelfrequenzmaschine oder ein Röhrengenerator von etwa 300 V_{eff} (für Kapazitätsbeträge über 10 $\mu\mu F$ weniger) erforderlich; die Leistungsaufnahme des Apparates ist minimal. Als Indikator wird ein Kopftelephon mitgeliefert.

Diese Brücke wird in zwei Ausführungen hergestellt, die sich nur durch den eingebauten Meßkondensator unterscheiden. Sie besitzt drei Meßbereiche ($0 \div 1$, $0 \div 10$, $0 \div 100$ $\mu\mu F$ bzw. $0 \div 2$, $0 \div 20$, $0 \div 200$ $\mu\mu F$), die durch einen Stecker umgeschaltet werden. Die Brücke besitzt ferner außer der Amplitudenabgleichung (Hauptskala) noch eine Phasenabgleichung (Nebenskala), die ein völliges Verschwinden des Tones im Telephon ermöglicht und damit eine exakte Messung gewährleistet. Durch entsprechenden Anschluß des Prüfobjektes lassen sich beliebige Teil- und Betriebskapazitäten mit dem Gerät messen. Kondensatoren mit einer geerdeten Belegung (Antennenkapazitäten) können mittels dieser Brücke nicht gemessen werden, wohl dagegen solche, bei denen nur das Gehäuse geerdet ist. Die Meßgenauigkeit beträgt ein bis einige Prozent, ist jedoch am Anfang eines jeden Meßbereiches geringer. Drei Eichkurven werden dem Apparat beigegeben.

Die Brücke ist z. B. zur Bestimmung von Elektrometerkapazitäten und der Elektrodenkapazitäten von Elektronenröhren hervorragend geeignet.

Weiterhin stellt die Firma noch eine Präzisionsmeßbrücke zur Bestimmung von Kapazitäten und deren Verlustwinkeln nach Prof. Giebe und Dr. Zickner (P. T. R.) her (Bild 6).

Die Brücke ist für Präzisionsmessungen von höchster Genauigkeit an Kondensatoren (Kapazität und Verlustwinkeln) im Substitutionsverfahren, für weniger genaue Messungen im direkten Vergleichsverfahren bestimmt. Die Grenze der Meßgenauigkeit für die Kapazität beträgt etwa 0,01% für den Verlustwinkel $tg\,\delta \approx 10^{-5}$. Fehlerquellen kapazitiver bzw. induktiver Natur sind durch sorgfältige Abschirmung sowie durch zweckmäßige Anordnung der Brückenzweige weitgehend vermieden.

Das Gerät arbeitet nach dem Prinzip der Scheringbrücke. Amplituden- und Phaseneinstellung erfolgen durch stetig veränderbare Kondensatoren, so daß sich der Indikator völlig zur Ruhe bringen läßt. Als solcher dient für Hörfrequenzen ein mitgeliefertes Telephon. Für niedrige Frequenzen können Vibrationsgalvanometer, welche die Firma herstellt, verwendet werden. Die Erreger-Wechselspannung soll für Kapazitäten bis etwa 1000 $\mu\mu F$ 300 V_{eff} betragen, für größere kann sie erheblich geringer sein, z. B. bei 1 μF nur wenige Volt. Die Brücke ist ferner geeignet zur Ausführung fast sämtlicher Kunstschaltungen auf dem in Frage kommenden Gebiet (direkte Messung von Teilkapazitäten und von Betriebskapazitäten spezieller Natur sowie von deren Verlustwinkeln). Auch genaue Dielektrizitätskonstantenbestimmungen können mit Hilfe eines besonders lieferbaren Schutzringkondensators vorgenommen werden. Kondensatoren mit einer geerdeten Belegung sind mit der Brücke nicht meßbar, dagegen solche, bei denen nur das Gehäuse geerdet ist.

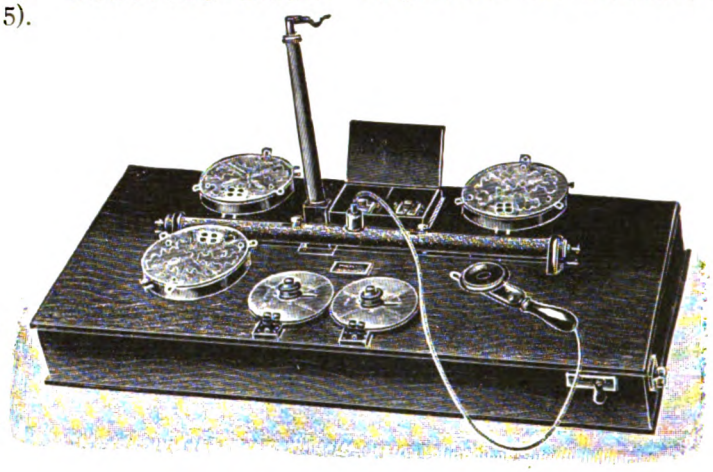


Bild 6.

Die Brücke enthält außer den geschirmten Anschlußleitungen für Prüfobjekt ebenfalls geschirmte winkelfreie Widerstandssätze von beiderseits je 200, 400, 1000 und 2000, 4000, 10 000 Ohm, sowie zwei geeichte Phaseneinstellungskondensatoren, die den Widerständen parallel geschaltet sind. Passende Anschlußvorrichtungen (Untersätze) für feste und für veränderbare Normalkondensatoren nach den Modellen der P. T. R. können auf Wunsch mitgeliefert werden.

Digitized by Google

Band 36 **November 1930** **Heft 5**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

	Seite
K. Steimel: Die Stabilität und die Selbsterregung elektrischer Kreise mit Organen fallender Charakteristik. (Mit 20 Bildern im Text)	161
L. Schekulin: Fortpflanzung einer elektromagnetischen Welle in einem ionisierten magneto-aktiven Medium. (Mit 1 Bild im Text)	172
Rudolf Bechmann: Berechnung der Strahlungscharakteristiken und Strahlungswiderstände von Antennensystemen. (Mit 2 Bildern im Text)	182
W. Loest: Phasenmodulation. (Mit 3 Bildern im Text)	188
Kurt Schlesinger: Ein kapazitiver Spannungsteiler mit Lastausgleich und seine Anwendungen. (Mit 12 Bildern im Text)	190
Mitteilung aus der Praxis	**Seite**
Herbert Reibedanz: Neue Braunsche Röhren mit Wechselstromheizung. (Mit 4 Bildern im Text)	196
Referate	
J. F. Byrnes und J. B. Coleman (J. Zenneck): Kurzwellensender für 20—40 kW. (Mit 1 Bild im Text)	198
Tsunesaburo Asada (E. Lübcke): Ueber eine hochempfindliche lichtelektrische Zelle	198
J. Harvey (E. Lübcke): Ein harmonischer Analysator	198
Eingegangene Bücher	199
Bücherbesprechungen	199

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.
Abonnements sind zu richten an Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig C 1, Schlossgasse 9,
alle Anfragen betr. Inserate an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W. 35, Genthinerstr. 32.

Die Stabilität und die Selbsterregung elektrischer Kreise mit Organen fallender Charakteristik.

Von **K. Steimel.**

Insitut für technische Physik der Universität Köln.

Inhaltsübersicht.

Einleitung.
I. Das vollständige Ersatzschema der Organe fallender Charakteristik.
II. Ableitung der Haupteigenschaften aus den Ersatzschemen.
III. Das Stabilitätskriterium.
IV. Schwingungserzeugung in Kreisen mit Organen fallender Charakteristik.
V. Besprechung einiger weiterer Literaturstellen und experimentelle Ergänzungen.
Zusammenfassung.

Einleitung.

Es schien lange Zeit, als ob die Frage der Stabilität eines Kreises mit positivem ohmschen Widerstand und einem Organ fallender Charakteristik, einen sog. negativen Widerstand, in Serie durch das Kaufmannsche Kriterium gelöst sei. Ebenso war auch die Duddellsche Bedingung für die Erregung eines elektrischen Schwingungskreises durch einen eingeschalteten negativen Widerstand sehr einleuchtend.

Wenn auch bereits früher auf Grund theoretischer Mängel die Ableitung bezweifelt wurde,[1][2][3] daß das Kaufmannsche Kriterium einwandfrei bewiesen sei, so wurde dieser ganze Fragenkomplex doch wieder erst aktuell durch die Einführung des Dynatrons und der rückgekoppelten Hochvakuumröhre. Beim Dynatron lautet die Stabilitätsbedingung umgekehrt wie im Kaufmann'schen Kriterium. Die rückgekoppelte Hochvakuumröhre stellt im allgemeinen wegen der zur Rückkopplung verwendeten frequenzabhängigen Organe nur für bestimmte Frequenzbereiche einen negativen Widerstand dar. Die Gleichstromstabilitätsfrage braucht also bei ihr nicht gestellt zu werden.

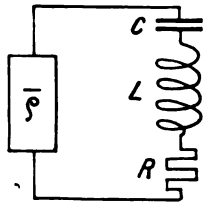


Bild 1.
Serienkreis mit Organ fallender Charakteristik.

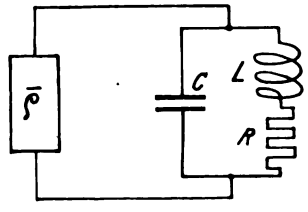


Bild 2.
Schwungradkreis mit Organ fallender Charakteristik.

Zu derselben Zeit trat eine neue Frage in der Theorie der Schwingungserzeugung auf. Schaltet man nämlich den negativen Widerstand $\bar{\varrho}$ nicht in den Schwingungskreis hinein (Serienkreis, Bild 1), sondern parallel zur Kapazität in der sog. Schwungradschaltung (Bild 2), so erhält man aus der Differential-

Digitized by Google

gleichung des Systems eine neue, im Verhältnis zur Duddellschen umgekehrte Selbsterregungsbedingung.[4])[5])[6])[7]) Experimentell zeigte sich nun bald ein überraschendes Ergebnis: Ein Dynatron bringt einen Serienkreis (Bild 1) nicht zum Schwingen, auch wenn die Duddellsche Bedingung erfüllt ist. Dagegen erregt es einen Schwungradkreis im Sinne der neuen Frequenzbedingung. Das gleiche Verhalten schien auch die rückgekoppelte Röhre zu zeigen, und es wurde später guter Glaube, daß sie sich analog dem Dynatron nicht zur Erregung eines Serienkreises eignen würde. Im Gegensatz hierzu versagen die Organe, welche dem Kaufmannschen Kriterium genügen, in einem Schwungradkreis, auch wenn dessen Selbsterregungsbedingung erfüllt ist, erregen jedoch einen Serienkreis im Sinne der Duddellschen Bedingung.

Obengenannte Bedingungen für die Selbsterregung stehen in einer eigentümlichen Parallele zu den beiden Stabilitätsbedingungen. Der Serienkreis besitzt bekanntlich bei der Eigenfrequenz einen Minimal-, der Schwungradkreis dagegen einen Maximalwiderstand. Beide Organe, Lichtbogen wie Dynatron, erregen ihre Kreise in denjenigen Punkten, wo die Instabilität formal am größten ist.

Nach diesem Vorbefund scheint es zweckmäßig zu sein, die Organe fallender Charakteristik ihren Haupteigenschaften entsprechend in zwei Klassen einzuteilen.

A. Organe fallender Ckarakteristik, welche dem Kaufmann'schen Kriterium genügen, einen Serienkreis gemäß der Duddell'schen Bedingung erregen, jedoch beim Schwungradkreis trotz erfüllter Erregungsbedingung nicht zum Schwingungseinsatz führen. (Hauptvertreter: Lichtbogen und Glimmentladung.)

B. Organe, welche dem Kaufmann'schen Kriterium nicht genügen, in einem Serienkreis trotz erfüllter Duddell'scher Bedingung versagen, aber einen Schwungradkreis im Sinne der neuen Schwungraderregungsbedingung zum Schwingen bringen (z. B. Dynatron).

Trotzdem bisher allgemein angenommen wurde, daß die rückgekoppelte Hochvakuumröhre zu Klasse *B* zu rechnen sei, soll dies hier vorerst ausdrücklich offengelassen werden.

In der vorliegenden Arbeit soll zunächst die Frage wieder aufgenommen werden, ob sich eine Stabilitätsbedingung theoretisch korrekt finden läßt, und wie dann der Unterschied für die Stabilitätsbedingungen der beiden Klassen zu erklären ist. Fernerhin ist zu untersuchen, warum in den bereits erwähnten ungünstigen Kombinationen von Organen fallender Charakteristik mit Schwingungskreisen keine Schwingungen einsetzen, obwohl die Selbsterregungsbedingung erfüllt ist. Dabei muß sich dann auch der in der Klasseneinteilung bereits hervorgetretene Zusammenhang zwischen Stabilitäts- und Selbsterregungsbedingung ergeben.

Es lassen sich leicht einige in die Augen springende Unterschiede der Organe der beiden Klassen finden, welche auch verschiedentlich zu Erklärungsversuchen für ihr unterschiedliches Verhalten herangezogen worden sind. Die fallende Charakteristik der Organe der Klasse A entsteht dadurch, daß nach Ueberschreiten eines bestimmten Maximums die Spannung abfällt, während der Strom weiter wächst. Da später die Spannung wieder wächst, ergibt sich, daß die Organe dieser Klasse stromdreiwertig sind (siehe J_1, J_2, J_3 Bild 3 A). Bei den Organen der Klasse *B* fällt dagegen der Strom ab, und im Gesamtverlauf der Charakteristik sind diese Organe spannungsdreiwertig (V_1, V_2, V_3 Bild 3 B).)

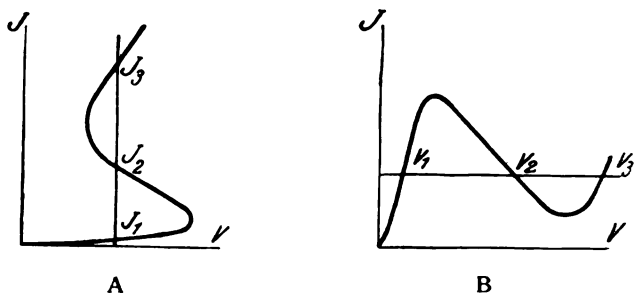


Bild 3.
Strom- und -spannungsdreiwertige Charakteristiken.

Aus den Kurvenformen kann man sich leicht plausibelklingende Formulierungen der Stabilitätsbedingungen herleiten. Im Falle der Stabilität schneidet (siehe Bild 4 A und 4 B) die sog. Widerstandsgerade bei den Organen beider Klassen die Charakteristik nur einmal, während bei Labilität drei Schnittpunkte vorhanden sind. Es erscheint einleuchtend, daß ein System stabil ist, wenn den Kurvenschnittpunkten nach betrachtet nur ein möglicher Zustand vorhanden ist. Der Schluß ist jedoch nicht unbedingt zwingend,

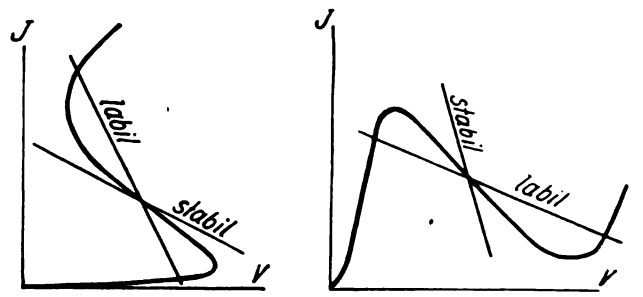


Bild 4.
Stabile und labile Lagen der Widerstandsgeraden.

da ja auch ein Herausspringen aus dem einen Zustand evtl. unter Zerstörung des Organs eintreten könnte. Die Bestimmung der Stabilität aus der Lage der Widerstandsgeraden und der Anzahl ihrer Schnittpunkte mit der Charakteristik könnte man als „Dreischnittpunkt-Kriterium" bezeichnen (siehe jedoch Abschnitt III).

Das Versagen bei der Schwingungserzeugung in den oben genannten Kombinationen führte man auch auf die Kurvenform zurück[8]). Bei den Organen der Klasse A nimmt bei Ueberlagerung eines Wechselstromes über einen Punkt in der Mitte der fallenden Charakteristik mit wachsender Amplitude der negative Widerstand im Mittel ab, bei den Organen der Klasse B aber zu. Nun werden die Schwingungen in einem Kreise nur dann stabil, wenn das Dekrement des Kreises von einem negativen Wert bei kleinen Amplituden ausgeht und allmählich bei größeren Amplituden Null wird. Auf Grund der unterschiedlichen Abhängigkeit des mittleren Widerstandes von der Amplitude in Verbindung

Digitized by Google

mit der Dekrementsformel der Kreise ergibt sich nun, daß nur in den praktisch brauchbaren Kombinationen eine richtige Dekrementsänderung mit der Amplitude eintritt, während in den ungünstigen Kombinationen das Dekrement mit wachsender Amplitude immer stärker negativ und schließlich über unendlich hinüber positiv wird, den Wert Null aber nicht annimmt. Diese Ueberlegung besagt jedoch nicht viel. Sie setzt nämlich voraus, daß zunächst Schwingungen einsetzen, was gar nicht bewiesen ist. Wenn aber solche Schwingungen einsetzen sollten, so müßte oben genanntes Verhalten erst recht interessante Schwingungsvorgänge liefern.

Ein anderer Erklärungsversuch[9]) schreibt den Organen der Klasse A eine Selbstinduktion, denen der Klasse B eine Kapazität zu, welche man beide physikalisch aus dem Umlaufssinn der dynamischen Charakteristiken begründen kann. Die Stabilitätsbedingungen ergeben sich dann formal richtig. Die Selbsterregungsfrage wird jedoch unvollständig beantwortet. Insbesondere bleibt die Frage offen, warum in den ungeeigneten Schaltungen trotz erfüllter Kreiserregungsbedingung keine Schwingungen auftreten.

I. Das vollständige Ersatzschema der Organe fallender Charakteristik.

Die Tatsache der „passenden" und „nichtpassenden" Kombinationen von Schwingungskreisen und Organen fallender Charakteristik zwingt uns zu der Vermutung, daß unsere bisherige Auffassung von diesen Organen nicht ausreichend ist; denn die Fehler können wohl kaum in den Kreisgleichungen stecken. Der Kernpunkt unserer bisherigen Vorstellung war, daß die betreffenden Organe in gewissen Bereichen der Beziehung

$$\frac{dV}{dJ} = \bar{\varrho}\,; \quad \bar{\varrho} < 0 \qquad (1)$$

genügen. Diese Beziehung wird oft durch die Bezeichnung „negativer Widerstand" zum Ausdruck gebracht. Aber bei einem Organ mit der Beziehung (1) müssen wir uns über seinen vollkommen neuartigen Charakter klar werden, der keineswegs in der Umkehrung der Eigenschaften eines positiven Widerstandes liegen kann, die ja dem zweiten Wärmehauptsatz widerspräche[1]).

Die erste Fragestellung wird sich demnach auf die Ursache der fallenden Charakteristik richten. Dabei ist nicht nur die Beziehung (1) zu erklären, sondern vornehmlich das herauszufinden, was die Organe von „negativen Widerständen" unterscheidet. Die Betrachtung der physikalischen Vorgänge zur Feststellung der Grundeigenschaften der Organe fallender Charakteristik soll an den Hauptvertretern der beiden Klassen, dem Lichtbogen (A) und dem Dynatron (B) durchgeführt werden.

Die fallende Charakteristik des Lichtbogens hängt aufs engste mit den bei größeren Stromdichten in der Entladungsbahn auftretenden Raumladungen zusammen. Die aus der glühenden Kathode austretenden Elektronen haben nach Durchlaufen des Kathodendunkelraumes eine ausreichende kinetische Energie, um die Moleküle in der Entladungsbahn zu ionisieren. Während nun die Elektronen, die bei der Ionisation frei werden, sehr schnell abtransportiert werden, brauchen die Ionen infolge ihrer größeren Masse mehr Zeit, um sich vom Ort ihrer Entstehung nach der Kathode hin zu entfernen. Die Folge dieser Trägheitswirkung ist die Entstehung einer positiven Raumladungsschicht an der Grenze des Kathodendunkelraumes.

Der Einfluß einer solchen Raumladung wird am klarsten durch Vergleich mit der Ladung eines Gitters einer Dreielektrodenröhre. Die Raumladung, die zur schärferen Herausschälung des Vergleichs als „Pseudo-Gitterspannung" bezeichnet werden soll, liefert analog der Gitterspannung einer Dreielektrodenröhre einen Beitrag zu dem resultierenden Feld an der Kathode. Die Anodenspannung wirkt nur mit einem bestimmten „Durchgriff" durch das „Pseudo-Gitter" hindurch. Die Erklärung der fallenden Charakteristik ist nun sehr leicht: Trotz abnehmender Anodenspannung kann durch erhöhte positive Pseudo-Gitterspannung das resultierende Feld an der Kathode so stark werden, daß der Strom noch weiter wächst. Die Raumladungsdichte, und damit auch das Potential des Pseudo-Gitters, ist der Stromdichte bzw. Stromstärke proportional. Daher können wir diese Art von Organen fallender Charakteristik als „stromgesteuert" bezeichnen.

Der Vergleich des Raumladungseinflusses mit der Wirkung eines Steuergitters einer Dreielektrodenröhre führt zu einer fundamentalen Arbeitshypothese für die Behandlung des gestellten Problems: Der Lichtbogen und, wie eine eingehende hier aber nicht wiedergegebene Untersuchung zeigt, auch die anderen zweielektrodigen Organe der Klasse A können in ihrer physikalischen Wirkungsweise ersetzt werden durch dreielektrodige Organe und zugehörige Steuervorrichtungen, welche automatisch eine dem Anodenstrom proportionale Spannung auf das Gitter liefern. Auf Grund dieser Tatsache läßt sich nun ein Ersatzschema konstruieren, welches die Eigenschaften eines Organs der Klasse A haben müßte. Besitzt dann eine solche Ersatzschaltung bei der experimentellen Prüfung tatsächlich alle physikalischen Eigenschaften der Organe der Klasse A, so sind wir berechtigt, die theoretischen Ueberlegungen zur Beantwortung der gestellten Fragen an der Ersatzschaltung vorzunehmen. Damit wäre sehr viel gewonnen. Einerseits gehen in das Ersatzschema nur Größen mit wohldefinierten und uns voll bekannten Eigenschaften ein, vor allen Dingen keine Organe mit fallenden Charakteristiken; andererseits werden aber durch die Einführung einer explicit in Rechnung zu setzenden Steuerelektrode die ursprünglich ineinandergeschachtelten Vorgänge des Zweielektrodenorgans in leichter übersehbare Teilvorgänge zerlegt. Die fallende Charakteristik wird dann zu einer sekundären Folgeerscheinung und ist nicht wie bei früheren Untersuchungen eine primär gegebene Eigenschaft.

Das vollständige Ersatzschema der Organe der Klasse A gestaltet sich wie Bild 5, worin als Hauptorgan die normale Eingitterröhre *I* auftritt. Die an dem Widerstand *r* in ihrem Anodenkreis abgenommene Spannung ist dem Betrage nach dem Anodenstrom proportional, kann aber ihrem Vorzeichen nach nicht die erwünschte Gitterspannung liefern. Deshalb muß erst durch die Röhre *II* die Phase gewendet werden, so daß von dem Widerstand *r'* eine dem Strom

[1]) Aus diesem Grunde würde man vielleicht die Bezeichnung „negativer Widerstand" besser vermeiden.

Digitized by Google

der Hauptröhre direkt proportionale Spannung auf das Steuergitter gelangt. An den Punkten *a* und *b* besitzt dann die Schaltung die Eigenschaften eines Organs der Klasse A. Dabei ist *R* der äußere Stabilisierungswiderstand.

Die experimentelle Prüfung bestätigte vollkommen die Erwartungen. Die an den Punkten *a* und *b* gemessenen Charakteristiken (Bild 6, I) entsprechen ganz dem Bild 3 A. Es lassen sich leicht Neigungen im fallenden Teil der Charakteristik einstellen, welche bis zu einigen 10 000 negativen Ohm gehen. Andererseits kann man durch Verkleinerung der Rückwirkung

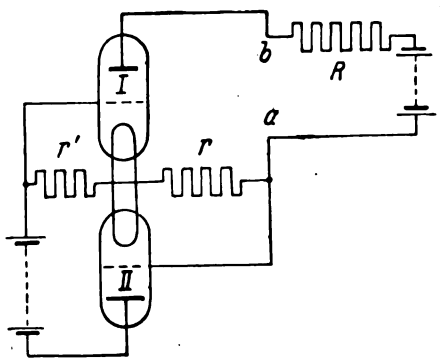


Bild 5.
Ersatzschema für Klasse A („Künstlicher Lichtbogen").

über den Widerstand Null hinüber zu einer nur positiven Charakteristik gelangen. Bei zu kleinem Stabilisierungswiderstand *R* springt das System wie es Bild

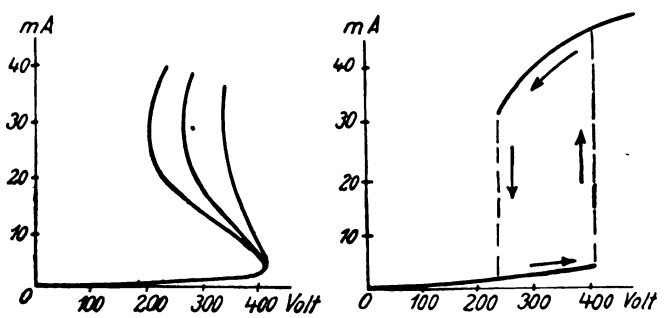


Bild 6.
Charakteristiken der Anordnung von Bild 5.

6, II zeigt, wo die gestrichelten Linien die Sprungstellen angeben. Der Umlauf ist derselbe, wie der der Kippschwingungen der Organe der Klasse A. Mit dieser Anordnung lassen sich Serienkreise erregen aber keine Schwingungskreise, wie experimentell mit Leichtigkeit festgestellt werden konnte.

Vor der weiteren theoretischen Verfolgung des gewonnenen Ersatzschemas soll versucht werden, für die Organe der Klasse B zu einem analogen Ersatzschema zu gelangen. Die fallende Charakteristik des Dynatrons entsteht dadurch, daß aus der Anode durch die von der Kathode kommenden Elektronen Sekundärelektronen ausgelöst werden, die zur Lochanode wandern. Es entsteht also ein Gegenstrom, der den Strom zur Anode schwächt. Der Gegenstrom ist — wenigstens im Gebiet der fallenden Charakteristik — proportional der Anzahl der die Anode treffenden Elektronen. Die Anzahl der auftreffenden Elektronen kann aber nur als eine Funktion der Anodenspannung angesetzt werden. Eine Uebereinstimmung mit dem Anodenstrom oder überhaupt nur eine leicht beschreibbare Abhängigkeit von ihm ist deshalb nicht vorhanden, weil der Anodenstrom den Gegenstrom als Komponente enthält. Das Dynatron hat also im Gegensatz zum Lichtbogen eine „spannungsgesteuerte" fallende Charakteristik. Von nebensächlicher Bedeutung beim Dynatron ist die evtl. Umkehr der Stromrichtung, wenn der Gegenstrom stärker wird als der Hauptstrom. Die prinzipiellen Eigenschaften sind ebenso vorhanden, wenn die Charakteristik nur im Positiven, aber fallend, verläuft.

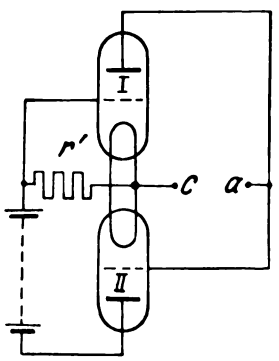


Bild 7.
Ersatzschema für Klasse B („Künstliches Dynatron").

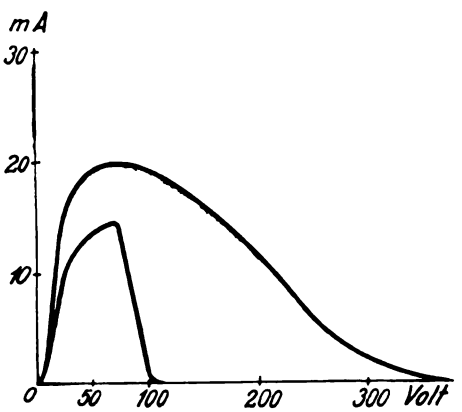


Bild 8.
Charakteristiken der Anordnung von Bild 7.

Ein Ersatzschema aus Dreielektrodenröhren, welches die genauen Eigenschaften eines Dynatrons einschließlich der Stromumkehr besitzt, ist experimentell etwas unbequem. Eine gleichwertige Ersatzschaltung für das Dynatron und allgemein für die Organe der Klasse B erhält man aber, wenn die fallende Charakteristik statt durch einen spannungsgesteuerten Gegenstrom durch eine mittels Gitterspannung hervorgerufene spannungsgesteuerte Stromschwächung erzeugt wird. Neben dem experimentellen wird die Anordnung mit Schwächung durch Gitterspannung noch den systematischen Vorteil zeigen, daß die Ersatzschaltungen für beide Klassen sehr ähnlich werden, so daß die vorhandenen Unterschiede um so klarer hervortreten. Bild 7 zeigt nun das Ersatzschema für die Organe der Klasse B, welches an den Punkten *a* und *c* die gewünschten Eigenschaften besitzen soll. Auch in dieser Schaltung muß wieder eine Wenderöhre *II* benutzt werden, damit die Gitterspannung richtige Phase erhält.

Digitized by Google

Die experimentelle Prüfung bestätigte auch hier wieder die Vermutung. Es ergeben sich an a und c typische Dynatroncharakteristiken (Bild 8), wenn sie auch keine Stromumkehr zeigen. Man kann leicht eine Neigung erhalten, welche einem negativen Widerstandsbetrag von etwa 100 Ohm entspricht. Andererseits kann man durch Verkleinerung der Rückwirkung den negativen Widerstandsbetrag vergrößern und über $\pm\infty$ hinüber zu einer positiven Charakteristik gelangen. Das System ist bei kleinem äußeren Widerstand stabil, bei größerem dagegen labil. Die Ersatzschaltung erregt einen Schwungradkreis, jedoch keinen Serienkreis, wie sich einwandfrei feststellen ließ.

II. Ableitung der Haupteigenschaften aus den Ersatzschemen.

Aus den Ersatzschemen sollen zuerst die scheinbaren Widerstände an den Punkten a, b bzw. a, c berechnet werden. Für die Spannung an den Punkten a, b in Bild 5 gilt

$$V = V_A + rJ, \tag{2}$$

wo sich die Anodenspannung V_A aus

$$J = S(V_g + DV_A) \tag{3}$$

(S = Steilheit, D = Durchgriff von Röhre I) zu

$$V_A = \frac{J}{SD} - \frac{V_g}{D} \tag{4}$$

berechnet. Setzt man nun

$$V_g = \alpha rJ, \tag{5}$$

wo der Faktor α, welcher nach den früheren Ueberlegungen über das Verhältnis von Strom und Gitterspannung in der Ersatzschaltung A positiv ist, die Phasenwendung und evtl. Verstärkung in Röhre II zum Ausdruck bringt, so folgt

$$V = J\left(\frac{1}{SD} + r - \frac{\alpha r}{D}\right) \tag{6}$$

Der scheinbare Widerstand ergibt sich dann zu

$$\varrho_A = \frac{dV}{dJ} = \frac{1}{SD} + r\left(1 - \frac{\alpha}{D}\right). \tag{7}$$

Für $\alpha > \frac{1}{Sr} + D$ wird der Widerstand negativ.

In Figur 7 ergibt sich ähnlich für die Spannung an den Punkten a, c

$$V = \frac{J}{SD} - \frac{V_g}{D}. \tag{8}$$

Setzt man jetzt

$$V_g = -\beta V, \tag{9}$$

wo $\beta > 0$ ist (gemäß den Ueberlegungen über Spannung und Gitterspannung in Schaltung B), so folgt

$$V\left(1 - \frac{\beta}{D}\right) = \frac{J}{SD}. \tag{10}$$

Der scheinbare Widerstand ist dann

$$\varrho_B = \frac{dV}{dJ} = \frac{1}{SD\left(1 - \frac{\beta}{D}\right)}, \tag{11}$$

welcher für $\beta > D$ negativ wird.

Wesentliche Unterschiede der beiden Klassen lassen sich aus den Formeln (7) und (11) bei Betrachtung der Abhängigkeit des scheinbaren Widerstandes von der Rückwirkung α bzw. β erkennen. In der Schaltung A nimmt mit wachsendem α der Widerstand ab, wird für $\alpha = \frac{1}{Sr} + D$ zu Null und dann negativ (Bild 9 A), während in Schaltung B zuerst mit wachsendem β der Widerstand wächst, dann für $\beta = D$ den Wert $\pm\infty$ annimmt und dann negativ bleibt gemäß Bild 9 B.

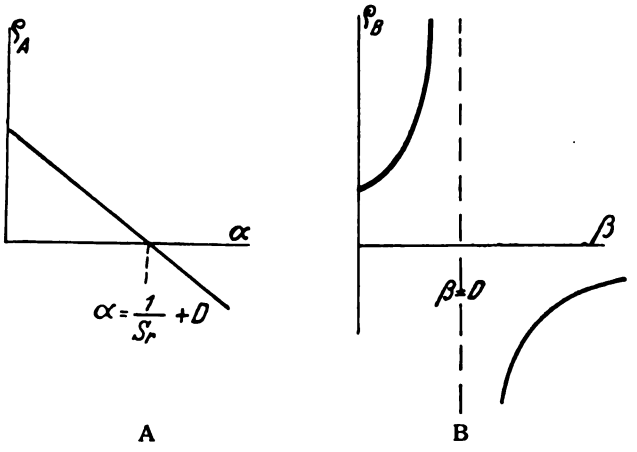


Bild 9.
Abhängigkeit des Widerstandes von der Strom- bezw. Spannungsrückkopplung.

Eine andere Darstellung dieses Verhaltens gibt Bild 10, wo in einer V, J-Ebene eine Anzahl Widerstandsgeraden mit verschiedenen Parameterwerten α bzw. β eigezeichnet sind.

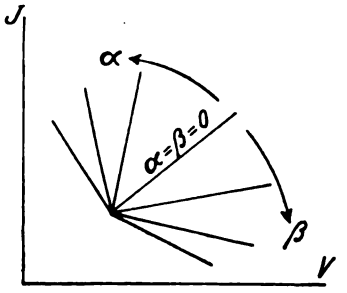


Bild 10.
Änderung des Widerstandes mit der Rückkopplung.

Eine besondere Bedeutung erlangt der betrachtete Unterschied bei Wechselstromvorgängen, wo er sich in dem Phasenverhältnis von Strom, Spannung und Gitterspannung äußert. Für $\alpha = \beta = 0$ stellen beide Schaltungen einen einfachen Ohm'schen Widerstand dar, und es sind natürlich Strom und Spannung in Phase, während eine Gitterspannung noch nicht vorhanden ist. Nun läßt sich leicht über die Gitterspannung von vornherein sagen, daß sie in Schaltung A immer in Phase mit dem Strom in Schaltung B in Gegenphase zur Spannung sein wird, unabhängig von der Größe der Rückwirkung. Beim Uebergang vom positiven zum negativen Widerstand wird, wie sich auch leicht aus Bild 10 ablesen läßt, in Schaltung A die Spannung gegenüber dem Strom und damit auch gegen die Gitterspannung die Phase wechseln, in Schaltung B dagegen der Strom gegenüber der

Digitized by Google

Spannung die Phase wechseln, so daß er dann im Bereich der fallenden Charakteristik in Phase mit der Gitterspannung kommt.

Dieses unterschiedliche Verhalten erhält noch eine wichtige Formulierung, wenn man den in der Röhrenpraxis üblichen Begriff der inneren Röhren-EMK als Verhältnis von Gitterspannung und Durchgriff einführt. Bei den Organen der Klasse A verstärkt die Gitterspannung den durch das Organ fließenden Strom, die innere Röhren-EMK muß also in Serie zu der äußeren, den Strom hervorrufenden EMK liegen.

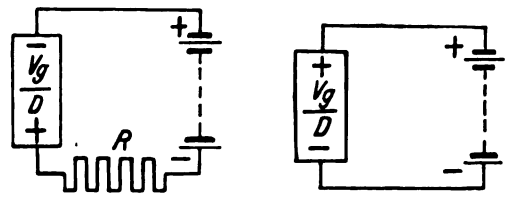


Bild 11.
Verschiedene Richtung der inneren Röhren-EMK bei Strom- und Spannungsrückkopplung.

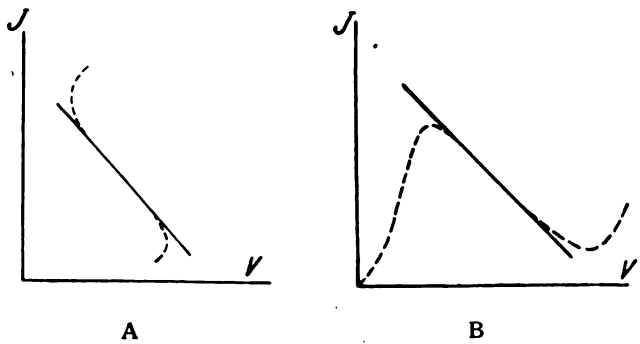


Bild 12.
Entstehen der positiven Zweige der Charakteristik durch Nachlassen der Verstärkerwirkung.

Bild 11 A veranschaulicht das schematisch. Bei den Organen der Klasse B liegt dagegen die Gitterspannung immer in Gegenphase zu der außen angelegten Spannung. Die innere Röhren-EMK ist der äußeren EMK gemäß Bild 11 B entgegengeschaltet; im Zustand fallender Charakteristik übertrifft sie diese, so daß der Strom der äußeren EMK entgegen läuft.

Die Formeln (7) und (11) liefern ganz von selbst den bereits früher (Bild 3 A und 3 B) erwähnten Zusammenhang zwischen der Klasse und der Kurvenform (Dreiwertigkeit) der Charakteristiken, wenn man nur berücksichtigt, daß die Formel (3), die für die Herleitung der Formeln (7) und (11) benutzt wurde, nur für einen begrenzten Bereich der Röhrencharakteristik gilt. Die Abweichung von der linearen Strom-Spannungsbeziehung (3) läßt sich hier am einfachsten dadurch einführen, daß man für kleine und ebenso für große Spannungs- und Stromwerte mit einer stetig auf Null abnehmenden Steilheit S rechnet. Die Abnahme von S wirkt durch Röhre II noch auf eine Abnahme von α und β hin. Die Berücksichtigung dieser Abweichungen in Gleichung (7) und (11) erklärt ohne weiteres den Unterschied der Kurvenformen (6, I und 8) und damit die Strom- bzw. Spannungsdreiwertigkeit, und zwar folgendermaßen:

Bei extrem großen und kleinen Spannungs- und Stromwerten findet ein Nachlassen der für die Organe fallender Charakteristik typischen Steuerrückwirkung statt. Bei einer stromgesteuerten Charakteristik muß das Nachlassen der Steuerwirkung und Zurückgehen auf positive Charakteristik nun Kurvenzweige wie Bild 12 A (gestrichelt) ergeben, bei spannungsgesteuerten solche wie Bild 12 B (vgl. dazu Bild 10). Dieses Nachlassen der Steuerwirkung nach beiden Seiten der negativen Charakteristik ist zwar eine natürliche Eigenschaft der Organe, aber doch keine primär wichtige, sondern mehr eine Nebenerscheinung. Sie wird im allgemeinen ein brauchbares Unterscheidungsmerkmal für die Klasseneinteilung liefern, aber als unbedingt sicher darf sie nicht ausgesprochen werden. (Siehe hierzu Kapitel III und Bild 14 A und 14 B.)

III. Das Stabilitätskriterium.

Die Stabilitätsprobe soll in der üblichen, zweckmäßigen Weise vorgenommen werden, daß das auf einen Punkt fallender Charakteristik eingestellte System einer kleinen Störung unterworfen wird. Klingt diese Störung dann im Laufe der Zeit ab, so ist das System stabil, wächst die Störung weiter an, so ist der Zustand labil. Während es bisher nur möglich war, diese Rechnung eindeutig durchzuführen, wenn man entweder Selbstinduktionen oder Kapazitäten in den Organen oder Kreisen annahm, soll hier das Resultat unter alleiniger Benutzung der Eigenschaften der Ersatzschemen abgeleitet werden. Die dem System aufgedrückte Störung möge in dem Stromkreis der Hauptröhre bei ausgeschalteter Rückwirkung eine Stromstörung δi hervorrufen. Eine durch Rückwirkung des Stromes δi entstehende Gitterspannung soll einen Strom δJ hervorrufen. Ist nun $\delta J > \delta i$, so ist der Zustand labil; denn δJ würde durch Rückwirkung dann eine Gitterspannung erzeugen, welche einen noch größeren Strom zur Folge hätte. Dieser größere Strom hätte aber dann eine noch größere Rückwirkung u. s. f. In einem solchen Falle müßte eine lawinenartige Steigerung der Störung hervorgerufen werden. Ist aber $\delta J < \delta i$, so entsteht durch die Rückwirkung ein immer kleinerer Strom. Die Störung klingt dann ab.

Die Forderung

$$\frac{\delta J}{\delta i} < 1 \qquad (12)$$

stellt demnach ein Stabilitätskriterium dar, wenn δi und δJ in dem eben beschriebenen Sinne definiert werden.

Bei Anwendung dieses Prinzips auf die Ersatzschaltung A erkennt man sofort, daß ein großes R den Kreis stabil macht, weil es δJ herabdrückt. Analog erkennt man, daß die Ersatzschaltung B stabil ist, wenn zwischen a und c kein Widerstand vorhanden ist, da dann δi keine Rückwirkung ausüben kann. Liegt dagegen zwischen a und c ein Widerstand, so setzt sich die Spannung zwischen a und c aus der angelegten Spannung und dem an diesem Widerstand entstehenden Spannungsabfall zusammen. Durch diesen Widerstand wird daher eine Rückwirkung der Störung δi hervorgerufen. Man kann qualitativ wieder folgern, daß diese Rückwirkung um so größer ist, je größer der Widerstand ist.

Digitized by Google

Rechnerisch läßt sich die Stabilitätsbedingung an Hand der Schaltung von Bild 13 für beide Klassen gemeinsam ableiten. Deutet man R als variablen äußeren Widerstand bei festem r, so paßt das Schema auf Klasse A, wird aber r als äußerer Widerstand aufgefaßt und $R =$ Null gesetzt, so entsteht das Ersatzschema der Klasse B.

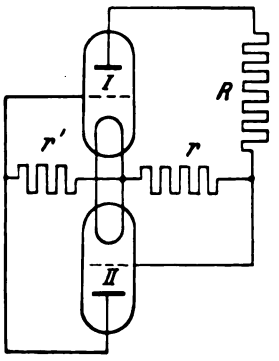


Bild 13.
Gemeinsames Schaltschema für Klasse A und B.

Für den Hauptstromkreis ergibt sich mit Hilfe von Gl. (4) die Spannungsgleichung

$$J\left(\frac{1}{SD}+r+R\right)=\frac{V_g}{D}. \qquad (13)$$

Für kleine Störungen gilt entsprechend

$$\delta J\left(\frac{1}{SD}+r+R\right)=\frac{\delta V_g}{D}. \qquad (14)$$

Der früheren Ueberlegung entsprechend soll δVg bei der Stabilitätsprobe durch δi hervorgerufen werden. Es sei

$$\delta V_g=\gamma r\delta i, \qquad (15)$$

wo der Proportionalitätsfaktor γ Phasenwendung und evtl. Verstärkung in Röhre II angibt. Gl. (14) lautet nun

$$\delta J\left(\frac{1}{SD}+r+R\right)=\frac{\gamma r\delta i}{D}, \qquad (16)$$

woraus sich

$$\frac{\delta J}{\delta i}=\frac{\gamma r}{D\left(\frac{1}{SD}+r+R\right)} \qquad (17)$$

ergibt. Die Forderung von Gl. (12) liefert die Stabilitätsbedingung

$$\gamma r<D\left(\frac{1}{SD}+r+R\right). \qquad (18)$$

Bei Ausdeutung des Schaltschemas (Bild 13) auf Klasse A ist offenbar γ mit dem früheren a zu identifizieren und die Gl. (18) nach R aufzulösen. Die Stabilitätsbedingung lautet dann

$$R>\left(\frac{a}{D}-1\right)r-\frac{1}{SD}=-\bar{\varrho}_A=|\bar{\varrho}_A|. \qquad (19)$$

Um zur Stabilitätsbedingung für Klasse B zu gelangen, ist einerseits $R = 0$ zu setzen, andererseits aber zu beachten, daß $-r\delta i$ als Spannung zwischen a und c der angelegten Spannung im Schaltschema Bild 7 entspricht. Durch Kombination der Gl. (9), (15) und $V=-r\delta i$ folgt $\beta=\gamma$, so daß wir erhalten

$$r<\frac{1}{SD(\beta/D-1)}=-\bar{\varrho}_B=|\bar{\varrho}_B|. \qquad (20)$$

Die ursprüngliche so rätselhafte Umkehrung der Stabilitätsbedingung bei Lichtbogen und Dynatron hat hier ihre einfache Erklärung darin gefunden, daß R die Rückwirkung vermindert, während r sie vergrößert. Die Rückwirkung darf aber einen gewissen Betrag nicht überschreiten, damit kein lawinenartiges Anwachsen einer Störung einsetzt.

Vorstehende Ableitung ist nicht daran gebunden, daß man den Verlauf einer Stromstörung betrachtet; man kann ebensogut den Verlauf einer Spannungsstörung verfolgen. Man erhält dasselbe Ergebnis. Insbesondere könnte es folgerichtiger erscheinen, den Fall der Spannungssteuerung durch eine Spannungsstörung zu prüfen. Die vorhin gegebene gemeinsame Ableitung hat aber den Vorteil, den Grund für den Unterschied in der Stabilisierungsbedingung klarer hervortreten zu lassen.

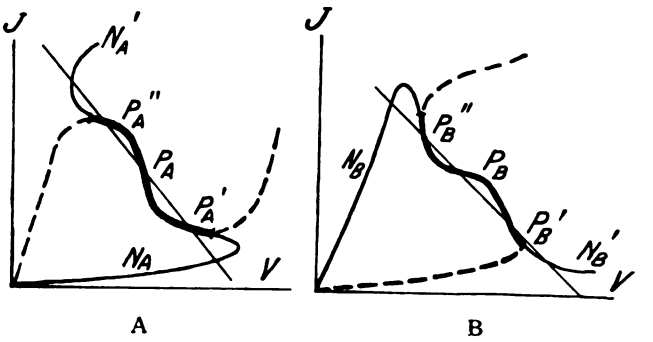


Bild 14.
Charakteristiken mit 5 Schnittpunkten der Widerstandsgeraden.

Von dem neugewonnenen Standpunkt der Stabilitätsfrage erscheinen die früheren Ableitungen mit Zuhilfenahme von Selbstinduktionen und Kapazitäten als glückliche Zufallstreffer einer formalen Rechnung, da sie an dem Kernproblem, das in den inneren Vorgängen liegt, vorbeigehen.

Allerdings haben Kapazitäten und Selbstinduktionen eine bemerkenswerte Beziehung zu dem Stabilitätsverhalten der beiden Klassen. Eine den Organen vorgeschaltete Selbstinduktion wirkt bei Stromänderungen wie ein zusätzlicher Widerstand, eine einem Organ parallelgeschaltete Kapazität dagegen wie eine, wenn auch nur wenig ergiebige Stromquelle, die ohne Stabilisierungswiderstand angeschaltet ist. Daraus erklärt sich die Entstehung der Kippschwingungen bei Vorschaltung einer Selbstinduktion vor ein Organ der Klasse B oder bei Parallelschaltung einer Kapazität zu einem Organ der Klasse A durch eine für Stromstöße verletzte Stabilisierungsbedingung.

Das Dreischnittpunkt-Kriterium dagegen erhält jetzt, nachdem die Stabilitätsbedingung begründet ist, bei Berücksichtigung des im vorigen Abschnitt abgeleiteten Zusammenhanges zwischen Klasse und Kurvenform, eine, wenn auch eingeschränkte Berechtigung. Man kann nämlich eine Charakteristik erst dann beurteilen, wenn alle Schnittpunkte mit einer Widerstandsgeraden bekannt sind, dagegen nicht immer aus drei Schnittpunkten. Dies bedeutet folgen-

Digitized by Google

des: Es lassen sich Fälle finden, in denen sich ein Organ anscheinend dem Dreischnittpunkt-Kriterium entgegengesetzt verhält. Durch Verwendung besonderer Anordnungen von Verstärkerröhren kann man nämlich in den beiden Ersatzschaltungen Charakteristiken wie Bild 14 A und 14 B erhalten. Falls aus solchen nur die in den Bildern stark ausgezogenen Teile gemessen wären, würde man sie der Kurvenform nach sicher zu den falschen Klassen rechnen, und einen weiteren Verlauf der Charakteristik den gestrichelten Kurven entsprechend erwarten. Dem Dreischnittpunkt-Kriterium nach würde man die Punkte P_A und P_B als labil, $P'_A P''_A$ und $P'_B P''_B$ als stabil ansehen. Aber in Wahrheit liegen die Verhältnisse umgekehrt. Das Gesamtverhalten, besonders die Zweige des wirklichen Nachlassens N_A und N'_A bzw. N_B und N'_B, würde die wahre Orientierung liefern.

IV. Schwingungserzeugung in Kreisen mit Organen fallender Charakteristik.

Der Vorgang der Schwingungserzeugung in Schwingungskreisen mit Organen fallender Charakteristik läßt sich am besten durch Betrachtung der früher erwähnten inneren Röhren-EMK übersehen.

Die Funktion eines Organs fallender Charakteristik in einer Selbsterregungsschaltung ist, wie aus der Differentialgleichung eines solchen Systems folgt, im Grunde genommen eine Verstärkerwirkung. Eine Schwingung in einem solchen Kreise kann nur dann entstehen, wenn durch die Anfangsbedingung ein Zustand vorgegeben wird, welcher einer im Kreis bereits vorhandenen Eigenschwingung, wenn auch sehr kleiner Amplitude, entspricht. Die Anfangsbedingung muß auch ohne Vorhandensein eines Organs fallender Charakteristik zu einer Schwingung führen. Der Einfluß des Organs fallender Charakteristik besteht dann darin, daß es diese Schwingung verstärkt, auf große Amplitude bringt und hält. Um dieser Forderung zu genügen, muß in einem Serienkreis das Organ eine innere EMK besitzen, welche mit der den Strom hervorrufenden momentanen EMK in Serie liegt. Dieser Forderung genügen die Organe der Klasse A, während die Organe der Klasse B eine umgekehrte innere EMK besitzen, den Strom also schwächen bzw. ihn überhaupt nicht zustande kommen lassen. Damit scheiden die Organe der Klasse B wegen falscher Phasenlage der inneren EMK für die Erregung eines Serienkreises aus.

Ein an einem Schwungradkreis angeschaltetes Organ, welches dessen Schwingungen verstärken bzw. ihm Energie zuführen soll, darf nicht nur keinen Strom im Sinne der an ihm anliegenden Spannung aus dem Kreise entnehmen, sondern muß sogar gemeinsam mit dem jeweils stromliefernden Energiespeicher den anderen Energiespeicher aufladen. Um diese Aufgabe zu erfüllen, muß das Organ eine innere EMK besitzen, welche umgekehrte Phase wie die außen anliegende Spannung hat. Dieser Forderung genügen die Organe der Klasse B, während die Organe der Klasse A wegen falscher Phasenlage der inneren EMK für die Erregung eines Schwungradkreises ausscheiden. Besitzt aber ein Organ fallender Charakteristik infolge falscher Phasenlage der inneren EMK für die vom Kreis herkommende Schwingung keine Verstärkerwirkung, so kann es unmöglich den Kreis zu großen Amplituden führen.

In den falschen Schaltungen üben die Organe fallender Charakteristik vielmehr einen stark dämpfenden Einfluß aus. Um das besonders klar herauszuschälen, sei der Vorgang in einem Schwungradkreis mit Organ der Klasse A während einer Periode betrachtet:

Durch die Anfangsbedingung sei vorgegeben, daß zu Beginn die gesamte Energie im magnetischen Felde sei. Dann ist die Spannung an den Klemmen des Organs Null. Bricht das Feld zusammen, so entsteht eine Spannung, welche den Kondensator aufladen soll. Gleichzeitig entsteht ein Strom über das Organ, welcher durch die vorhandene Steuerwirkung nicht nur nicht abgebremst und umgekehrt, sondern im Gegenteil noch verstärkt wird. Der Kondensator erhält also eine wesentlich geringere Aufladung, als wenn das Organ nicht angeschaltet ist.

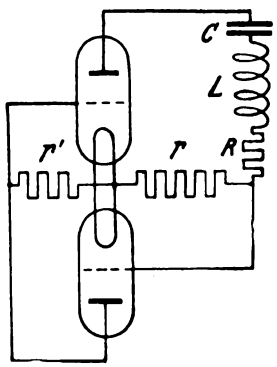


Bild 15.
Serienkreis mit „künstlichem Lichtbogen".

Der früher aufgezeigte scheinbare Widerspruch, daß ein Organ fallender Charakteristik in der falschen Kombination trotz erfüllter Kreiserregungsbedingungen versagt, löst sich jetzt dahin auf, daß in den falschen Kombinationen die physikalischen Voraussetzungen der Differentialgleichungen nicht erfüllt sind. In einer falschen Kombination verhält sich ein Organ fallender Charakteristik überhaupt nicht wie ein scheinbarer negativer Widerstand. Während in der richtigen Schaltung der Vorgang sich auf der dynamischen Charakteristik abspielt, welche sehr nahe bei der statischen Charakteristik liegt, verläuft der Vorgang in den falschen Kombinationen auf einer bei Klasse A vertikalen und bei Klasse B horizontalen Geraden, wo dann die Unterscheidung von positivem und negativem Widerstand sinnlos wird.

Diese Abweichung der Arbeitskennlinie in den falschen Kombinationen von den dynamischen Charakteristiken läßt sich leicht aus dem Stabilitätsverhalten der Organe erklären. In einem Schwungradkreis mit Organ der Klasse A z. B. liegen sowohl Selbstinduktion als auch Kapazität für sich direkt an dem Organ. Wird der Kreis nun von außen angeregt, so wirken Kapazität oder auch Selbstinduktion zeitweilig als Stromquelle, welche der fehlenden Stabilisierung wegen einen Stromstoß durch das Organ treibt. Ein solcher Stromstoß zeichnet sich im Charakteristikenbild als eine senkrechte Linie ab. Eine geneigte Charakteristik kann bei den Organen der Klasse A nämlich nur dann entstehen, wenn durch erhöhten Spannungsabfall an einem Vorschaltwiderstand die Vorbedingung für einen Spannungsrückgang

Digitized by Google

am Organ gegegeben ist. In einem Serienkreis ist das jeweils nicht stromliefernde Organ momentan Vorschaltwiderstand, so daß die Charakteristik des Organs der Klasse A dort fallend werden kann. Analog lassen sich die Verhältnisse bei Serienkreis mit Organ der Klasse B erklären.

In den richtigen Kombinationen lassen sich die Selbsterregungsbedingungen bei Benutzung der vollständigen Ersatzschemen leicht ableiten. Für einen Serienkreis mit Organ der Klasse A gemäß Bild 15 gilt die Spannungsgleichung:

$$i''+\frac{R+r+\frac{1}{SD}}{L}i'+\frac{i}{LC}-\frac{V_g'}{D}=0. \qquad (21)$$

Nach Einsetzen von (5) folgt:

$$i''+\frac{R+r+\frac{1}{SD}-\frac{ar}{D}}{L}i'+\frac{i}{LC}=0. \qquad (22)$$

Hieraus ergibt sich die Selbsterregungsbedingung:

$$R<\left(\frac{a}{D}-1\right)r-\frac{1}{SD}=-\bar{\varrho}_A=|\bar{\varrho}_A|. \qquad (23)$$

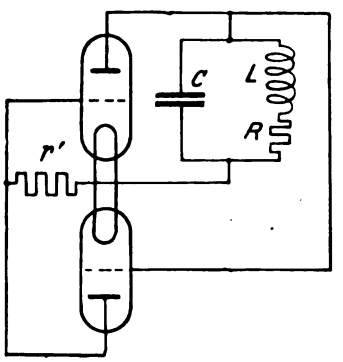


Bild 16.
Schwungradkreis mit „künstlichem Dynatron".

Für den Schwungradkreis mit Organ der Klasse B gemäß Bild 16 gilt:

$$V''+V'\left[\frac{R}{L}+\frac{SD}{C}\right]+\frac{V}{LC}[1+RSD]+\frac{S}{L}V_g'+\frac{RS}{LC}V_g=0 \qquad (24)$$

oder mit (9):

$$V''+V'\left[\frac{R}{L}+\frac{S(D-\beta)}{C}\right]+\frac{V}{LC}[1+RS(D-\beta)]=0. \qquad (25)$$

Die Erregungbedingung lautet dann:

$$\frac{L}{CR}>\frac{1}{SD\left(\frac{\beta}{D}-1\right)}=-\bar{\varrho}_B=|\bar{\varrho}_B|. \qquad (26)$$

Versucht man dieselbe Rechnung für die falschen Schaltungen durchzuführen, so kommt man zu keinem klaren Ergebnis. Der Grund liegt darin, daß die Formel für die Ersatzschemen das Springen nicht beschreiben, sondern immer unabhängig von der Gesamtschaltung einen Strom-Spannungsverlauf ergeben, welcher der statischen Charakteristik entspricht. Das Ansetzen der Differentialgleichung in den falschen Kombinationen ist bei Verwendung der vollständigen Ersatzschemen auch nicht gerechtfertigt, da die physikalischen Voraussetzungen der Differentialgleichungen, nämlich ein Arbeiten des Systems auf den durch die Formel beschriebenen Kennlinien, nicht erfüllt sind. Summarisch kann man aber der senkrechten oder horizontalen Arbeitskennlinie durch Einführen eines Widerstandes Null oder Unendlich Rechnung tragen, womit dann auch die stark dämpfende Wirkung der ungünstigen Organe erklärt wird.

Die ursprünglich bei der Klasseneinteilung offen gelassene Frage, welcher Klasse die rückgekoppelte Hochvakuumröhre zuzuzählen sei, hat sich inzwischen längst von selbst erledigt: Die stromrückgekoppelte Röhre gehört zu Klasse A, die spannungsrückgekoppelte zu Klasse B.

V. Besprechung einiger weiterer Literaturstellen und experimentelle Ergänzungen.

In der Literatur der beiden letzten Jahrzehnte befinden sich verschiedene Arbeiten, die wichtige Beiträge zu der vorliegenden Untersuchung liefern, wenn diesen Arbeiten auch nicht dasselbe Problem zugrundeliegt. Die Ersatzschaltung der Klasse A ist einer Schaltung von L. B. Turner[10]), dem sogenannten Kallirotron, sehr ähnlich. Turner gebraucht das Kallirotron in Schaltung Bild 17. Diese Anordnung entspricht aber mehr einer gewöhnlichen Verstärkerschaltung mit Rückkopplung und Spannungszuführung am Gitter ($V_g'\sim$) und Abnahme im Anodenkreis ($V\sim$) als einer Verstärkerschaltung mit negativem Widerstand. Der Lichtbogencharakter,

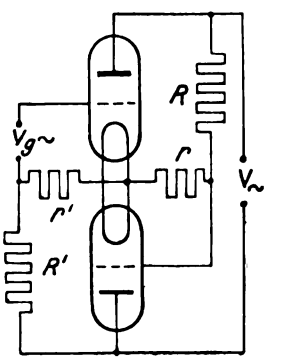


Bild 17.
Kallirotronschaltung.

den die Anordnung nur an den Punkten a und b hat, scheint nicht erkannt zu sein; denn is ist keine gemessene Charakteristik der Kombination angegeben. Die Notwendigkeit und die Größenanordnung des Stabilisierungswiderstandes R ist zwar richtig erkannt, dagegen ist die auf S. 229 angegebene Schwingungserzeugungsschaltung vom Verfasser offenbar nicht experimentell überprüft worden. Dort ist nämlich ein Schwungradkreis eingezeichnet, welcher aber, wie oben bewiesen, von dem Kallirotron als Organ der Klasse A nicht erregt werden kann. Daß der Verfasser einen Schwungradkreis ansetzt, ist bezeichnend für die allgemeine Auffassung, in einer Röhrenschaltung müsse man aus Anpassungs- oder gar prinzipiellen Gründen Schwungradkreise verwenden.

Digitized by Google

Eine andere zur Klasse A gehörende Anordnung beruht auf der von L. Kühn entdeckten, von K. Rottgardt[11]) und E. Friedländer[12]) näher untersuchten und beschriebenen „Feldzerfalls"-Erscheinung. Schaltet man zwischen Anode und Gitter einer Röhre einen Widerstand, so erzeugt der über das Gitter fließende Teilstrom im Widerstand einen Spannungsabfall, so daß die Gitterspannung wesentlich unter der Anodenspannung bleibt. Setzt aber bei hinreichender Spannung Gittersekundärelektronenstrom ein, so wird der Gitterstrom kleiner und das Gitter mithin stark positiver. In diesem Bereich

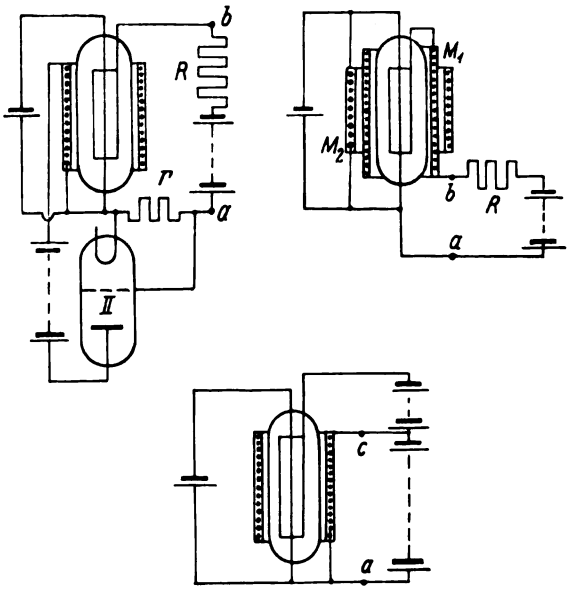


Bild 18.
Organe der Klasse A und B mit magnetischer Steuerung.

der Sekundärelektronenemission wirkt die Anordnung demnach stromverstärkend. Der Lichtbogencharakter ist von den Autoren auch erkannt worden. Die angegebenen Charakteristiken gleichen der eines Lichtbogens. Ueber die Notwendigkeit und Größenordnung des Stabilitätswiderstandes ist bei Rottgardt nichts angegeben, während Friedländer ihn in der Klippschwingschaltung Bild 5 l. c. richtig einsetzt.

Bemerkenswerterweise hat aber Rottgardt das Organ mit einem Serienkreis verbunden, also die richtige Kombination getroffen und einwandfreie Schwingungen erzielt. Dies scheint der einzige, bisher bekanntgewordene Fall zu sein, daß ein Serienkreis zu einer Hochvakuumröhre in Beziehung gebracht wurde.

Eine Anordnung, die wie Schaltung Bild 13, je nach der Ausdeutung bzw. Festlegung der Meßpunkte entweder zu Klasse A oder Klasse B gehört, ist der von Abraham und Bloch[13]) angegebene „multivibrateur". In dieser Anordnung sind allerdings Blockkondensatoren verwendet, so daß nur Wechselstromrückkopplung vorhanden ist. Eine Abart dieser Schaltung, welche aber ausgesprochen zu Klasse B gehört, wenn auch wieder nur für Schwingungen, ist die bekannte Zweiröhrenschaltung mit Schwungradkreis im Gitterkreis der ersten Röhre und Spannungsrückkopplung von der zweiten Röhre her.

Eine andere Anordnung, welche zur Klasse B gehört, ist eine Raumladungsgitterschaltung, in welcher am Raumladungsgitter eine fallende Charakteristik auftritt, wenn das Steuergitter eine schwach negative Spannung erhält. Die fallende Charakteristik entsteht dadurch, daß die Spannung des Raumladungsgitters in den Lücken des Steuergitters ein resultierendes Feld erzeugt, welches den Elektronen den Uebertritt zur Anode ermöglicht. Die Schaltung arbeitet mit einer spannungsgesteuerten Stromschwächung infolge einer Teilstromabspaltung nach der Anode hin.

Statt mit elektrischer Steuerung lassen sich die Ersatzschaltungen offenbar auch mit magnetischer Steuerung ausführen. Man hält allgemein das Magnetron für ein Organ der Klasse B. Das gilt jedoch nur für das spannungsgesteuerte Magnetron gemäß Bild 18 B. Es läßt sich jedoch ein stromgesteuertes Magnetron schalten gemäß Bild 18A. Die Spule M_2 erzeugt ein konstantes Magnetfeld. Die fallende Charakteristik entsteht dadurch, daß der in M_1 entstehende Strom das Feld der Spule M_2 schwächt und sich dadurch selbst verstärkt.

Eine andere Magnetronschaltung nach Klasse A zeigt Bild 18A. Der richtige Stromverlauf in der Steuerspule wird hier durch eine Wenderöhre II erzielt, deren Gitter die Steuerspannung von einem im Hauptstromkreis liegenden Widerstand r erhält. Bild 19A und 19B geben Magnetroncharakteristiken der Klasse A und B wieder.

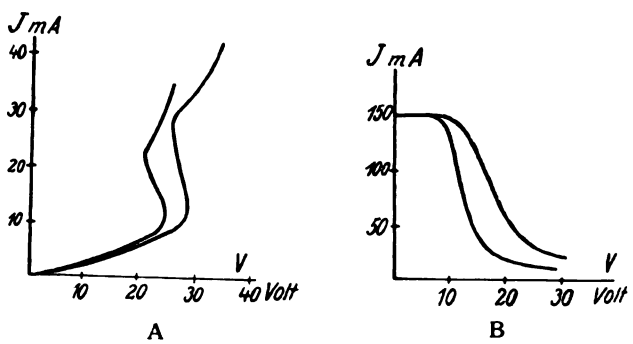


Bild 19.
Charakteristiken der Anordnungen Bild 18.

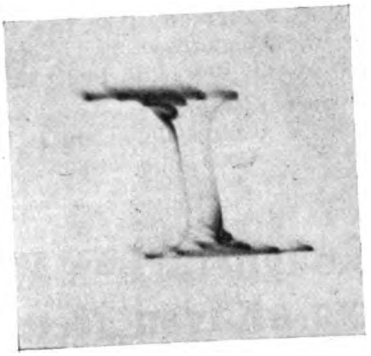
Es ist sehr lehrreich, auch noch die Gleichstrommaschinen in die Klassifizierung einzubeziehen. Daß eine Hauptstrommaschine sowohl hinsichtlich Stabilität als auch Schwingungserzeugung zu Klasse A gehört, ist allgemein bekannt. Weniger beachtet scheint jedoch geblieben zu sein, daß die Nebenschlußmaschine zu Klasse B gehört. Ein Nebenschlußmotor ist in einem gewissen Drehzahlbereich nicht einstellbar, wenn ein zu großer Widerstand vorgeschaltet ist. Es müßte auch möglich sein, mit einer geeignet gebauten Nebenschlußmaschine einen Schwungradkreis zu erregen.

In bezug auf die Kombinationen von Schwingungskreisen und Organen fallender Charakteristik ist noch besonders erwähnenswert, daß die bekannte Fuller-Hartenstein-Schaltung[14]) zwar nicht in der Literatur, aber von vielen Praktikern als Kombination eines Schwungradkreises mit einem Lichtbogen betrachtet wurde. Man glaubte, den hohen Wirkungsgrad dieser Schaltung durch eine besonders günstige Anpassung des Schwungradwiderstandes an dem Lichtbogenwiderstand erklären zu können. Das ist aber nicht angängig.

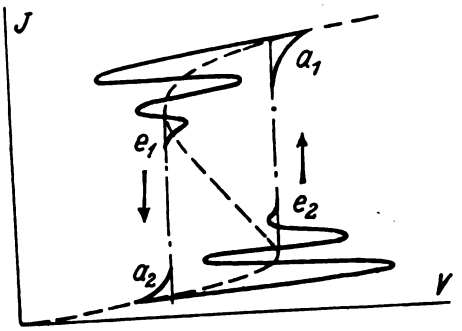
Digitized by Google

Die Anschaltung eines Organs der Klasse A an einen Schwungradkreis ist bei Erfüllung der Gleichstromstabilisierung im allgemeinen nur möglich durch Zwischenschaltung eines Blockkondensators oder durch kapazitive Spannungsteilerschaltung. In beiden Fällen hat die Anordnung die Freiheit, ein System gekoppelter Serienkreise zu bilden, welches aber durch das Organ der Klasse A erregungsfähig ist. So verhält sich auch die Fuller-Hartenstein-Schaltung. Derartige gekoppelte selbsterregte Systeme sind mehrmals untersucht worden[18])[19]). Aehnliche Versuche wurden auch anfangs vom Verfasser ausgeführt, um die Frage der Nichterregbarkeit eines Schwungradkreises durch einen Lichtbogen zu überprüfen. Die Messungen, insbesondere mit der Braunschen Röhre, zeigten jedoch, daß entweder Serienkreis-Kopplungsschwingungen auftraten oder aber der eine Parallelzweig wie eine Nebenschlußbelastung des schwingenden Serienkreises wirkte.

Einen Einblick in die eigentümlichen Verhältnisse, welche bei diesen Schaltungen auftreten können, gibt



20 I



20 II

Bild 20.
Kippschwingungen der Klasse A als Anreger von gedämpften Eigenschwingungen in einem Schwungradkreis.

Bild 20. Das Lichtbild (20I) gibt eine mit der Braunschen Röhre an einem Lichtbogen gemessene Charakteristik wieder, an welchen ein Schwungradkreis über einen Blockkondensator angeschaltet ist. Die Skizze (20II) soll die Vorgänge näher erläutern. Die angezogenen Kurvenzüge (a_1, e_1 und a_2, e_2) geben Schwingungen des Schwungradkreises aus dem Oszillogramm wieder. Die gestrichelte Kurve ist die zugehörige Charakteristik des Lichtbogens, die strichpunktierten Geraden sind die Sprunglinien bei Kippschwingungen. Der durch das Oszillogramm dargestellte Vorgang erklärt sich folgendermaßen: Der Blockkondensator führt über den Lichtbogen Kippschwingungen aus. Der dabei durch den Schwungradkreis gehende Stromstoß regt eine gedämpfte Schwingung an. Das Abklingen dieser Schwingungen kann im Bilde nun deshalb gut verfolgt werden, weil durch den Kippschwingstrom in der Braunschen Röhre eine zeitliche Auseinanderziehung der Spannung am Schwungradkreis hervorgerufen wird. Die Schwingung bricht an der Stelle ab, an welcher der negative Teil der Charakteristik beginnt.

Auch ein Organ der Klasse B, welches ja mit einem Serienkreis nicht arbeitet, kann bei Einschaltung in einen Serienkreis einen anderen Freiheitsgrad finden, da die Spule vermöge der eigenen Kapazität wie ein Schwungradkreis schwingen kann, während der Kondensator nur als Blockkondensator wirkt.

Fast umgekehrt wie bei der Fuller-Hartenstein-Schaltung liegen die Verhältnisse bei einem Zwischenkreissender mit rückgekoppelter Hochvakuumröhre. Man glaubte lange, daß die laut Widerstands- und Phasenbilanz vorhandene Serienfrequenz (dritte Eigenfrequenz) des Systems wegen sehr schlechter Anpassung an den negativen Widerstand nicht auftrete, während sie in Wirklichkeit bei einem spannungsgesteuerten Organ überhaupt nicht auftreten kann.

Vorstehende Arbeit wurde im Auftrage der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft durchgeführt.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Professor Dr. H. Rukop für die Anregung zu dieser Arbeit, für das dauernd gezeigte große Interesse und für manchen wertvollen Ratschlag meinen tiefempfundenen Dank auszusprechen.

Zusammenfassung.

Es wird die Frage der Umkehr der Stabilitätsbedingung bei Lichtbogen und Dynatron, welche bisher keine befriedigende Erklärung gefunden hat, wieder aufgenommen. In Zusammenhang mit der Stabilitätsfrage steht die Klärung gewisser scheinbarer Widersprüche bei der Schwingungserzeugung. Lichtbogenartige Organe (Klasse A) erregen nur Serienkreise, während dynatronartige Organe (Klasse B) nur Schwungradkreise erregen. Die umgekehrten Kombinationen versagen, auch wenn die aus der Differentialgleichung folgende Erregungsbedingung erfüllt ist.

I. Die Lösung der gestellten Fragen wird durch ein Zurückgehen auf die die negative Charakteristik verursachenden inneren Vorgänge ermöglicht. Durch Auseinanderklauben der ineinandergeschachtelten Vorgänge und ihre Behandlung in Ersatzschemen, welche nur einfache, bekannte und leicht übersehbare Einzelvorgänge enthalten, ergibt sich eine genügende Durchsichtigkeit. Die physikalisch wesentlichen Unterschiede der beiden Klassen sind Strom- und Spannungssteuerung im Sinne einer Rückkopplung.

II. Aus den Ersatzschemen lassen sich die Beträge der negativen Widerstände berechnen und dis-

Digitized by Google

kutieren. Ein, besonders für die Frage der Schwingungserzeugung wichtiger Unterschied ergibt sich in der verschiedenen Richtung der inneren Röhren-EMK bei den beiden Klassen. Die Kurvenform der Charakteristiken wird auch erklärt.

III. Das Stabilitätskriterium läßt sich allein aus der Forderung gewinnen, daß bei einer Störung des Systemzustandes die Rückwirkung nicht zu einer Vergrößerung der Störung führen darf. Der Unterschied der Stabilitätsbedingung beruht darauf, daß bei Organen der Klasse A der äußere Widerstand die Rückwirkung schwächt, während er sie bei Klasse B verstärkt.

IV. Die Aufgabe eines Organs fallender Charakteristik bei der Schwingungserzeugung besteht in einer Verstärkung und Energiebelieferung der in dem Schwingungskreis vorhandenen Eigenschwingung. Eine Verstärkung tritt nur bei richtiger Phasenlage der inneren Röhren-EMK ein, d. h. bei einem Serienkreis muß sie in Serie mit der momentanen EMK liegen, bei einem Schwungradkreis dagegen parallel zu ihr, um gemeinsam mit dem momentan stromliefernden Energiespeicher den anderen aufzuladen. Nur die bekannten Kombinationen ergeben sich so als möglich.

V. Zum Schluß wird noch ergänzende Literatur besprochen und über einige experimentelle Fragen berichtet.

Literaturverzeichnis.

[1]) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. 1907.

[2]) K. W. Wagner, Dissertation Göttingen. 1910.

[3]) H. Busch, Stabilität, Labilität und Pendelungen in der Elektrotechnik. Leipzig, 1913.

[4]) A. W. Hull, Jahrbuch der drahtl. Telegraphie **13**, 47 u. 157, 1919.

[5]) C. Vallauri, Jahrbuch der drahtl. Telegraphie **12**, 349—398, 1918.

[6]) J. Béthenod, Jahrbuch der drahtl. Telegraphie **12**, 278—284, 1918.

[7]) H. Rukop, Jahrbuch der drahtl. Telegraphie **14**, 110 bis 146, 1920.

[8]) E. Friedländer, Phys. Ztschr. **27**, 361—366, 1926.

[9]) H. Barkhausen, Phys. Ztschr. **27**, 43—46, 1926.

[10]) L. B. Turner, The Radio Review **1**, 317, 1920.

[11]) K. Rottgardt, Ztschr. für techn. Physik **6**, 610—614, 1926.

[12]) E. Friedländer, Ztschr. für techn. Physik **7**, 481 bis 484, 1926.

[13]) H. Abraham u. E. Bloch, Ann. de Phys. **12**, 237, 1919.

[14]) C. F. Elwell, The Poulsen Arc Generator. London. S. 108.

[15]) P. O. Pedersen, Proc. Inst. Radio Eng. **9**, 228—242, 1921.

[16]) H. Yagi, Proc. Inst. Radio Eng. **4**, 371—380, 1916.

(Eingegangen am 7. Juli 1930.)

Fortpflanzung einer elektromagnetischen Welle in einem ionisierten magneto-aktiven Medium.

Von **L. Schekulin**, Institut für Volkswirtschaft, Moskau.

Inhaltsübersicht.

1. Differentialgleichungen für die Fortpflanzung einer ebenen elektromagnetischen Welle in einem homogenen magneto-aktiven Medium.
2. Gebiet der langen und kurzen Wellen.
3. Einige Versuchsergebnisse.
4. Methode für die Konstruktion der Bahn und Berechnung der gesamten Dämpfung der elektromagnetischen Welle längs der Strahlkurve im magneto-aktiven inhomogenen Medium.
5. Gesamte Absorption des Strahls.
6. Form der Bahn.
7. Meridianeffekt.

Zusammenfassung.

1. Differentialgleichungen für die Fortpflanzung einer ebenen elektromagnetischen Welle in einem homogenen magneto-aktiven Medium.

Die Bewegungsgleichung eines freien Elektrons (oder Ions) von der Masse m und der Ladung e, welches der Wirkung eines elektrischen Feldes $\mathfrak{E}$ und eines konstanten Magnetfeldes $\mathfrak{H}$ ausgesetzt ist, lautet in der Vektorform:

$$m\frac{d\mathfrak{v}}{dt} = e\mathfrak{E} + \frac{e}{c}\left[\mathfrak{v},\mathfrak{H}\right] \qquad (1)$$

Wir nehmen an, die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ der elektromagnetischen Welle sei eine harmonische Funktion der Zeit und vernachlässigen die Wirkung des magnetischen Vektors der Welle; dann bestimmt die Differentialgleichung (1) nach dem Integrieren die Bewegungsgeschwindigkeit $\mathfrak{v}$ des Elektrons, die durch die Welle hervorgerufen ist.

Das sich in einem gasförmigen Medium bewegende Elektron trifft unterwegs auf Gasmoleküle und verursacht eine gegenseitige Wirkung, die wir Zusammenstoß nennen.

Da die Elektronenmasse im Vergleich mit der Masse eines Gasmoleküls klein ist, so kann man unter der Voraussetzung, daß der Zusammenstoß nicht elastisch ist, in erster Annäherung rechnen, daß die Geschwindigkeitskomponente $\mathfrak{v}$, die durch die Wirkung des elektromagnetischen Feldes hervorgerufen ist, am Ende eines Zusammenstoßes Null wird. Diese Ueberlegung gestattet willkürliche Konstanten des Integrals der Gleichung (1) zu berechnen und die Komponenten der Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ als Funktion von t und t_0 auszudrücken, wo t_0 den Zeitpunkt des letzten Zusammenstoßes des Elektrons bedeutet.

In der Praxis ist der Wert der Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$, die vom elektromagnetischen Feld hervorgerufen wird, so gering im Vergleich mit der Geschwindigkeit der Wärmebewegung, daß wir die mittlere Zahl der Zusammenstöße p des Elektrons mit den Molekülen angenähert als unabhängig von der Wirkung des Feldes annehmen können.

Digitized by Google

Aus der kinetischen Gastheorie ist bekannt, daß die Zahl der Elektronen in 1 cm³, die sich frei innerhalb der Grenzen von S bis $S+\Delta S$ bewegen, gleich $Npe^{-pt'}\cdot\Delta t'$ ist, wo $t'=t-t_0$ und N die Konzentration der Elektronen bedeutet.

Da die Elektronengeschwindigkeit als Funktion von t und t' ausgedrückt wird, ist es nun nicht schwer, die Projektionssumme der Elektronengeschwindigkeiten auf eine beliebige Achse zu ermitteln; z. B. für die Achse X erhalten wir:

$$\Sigma\mathfrak{v}_x=Np\int_0^\infty \mathfrak{v}_x(t,t')e^{-pt'}\cdot dt' \qquad (2)$$

Die geometrische Geschwindigkeitssumme der Wärmebewegung der Elektronen ist gleich Null; daher ist unserer Meinung nach die Funktion $\mathfrak{v}$ nur durch die Wirkung des Feldes bedingt.

Setzen wir diesen Ausdruck unmittelbar ein, so überzeugen wir uns, daß die mittlere Geschwindigkeit

$$\bar{\mathfrak{v}}=\frac{\Sigma\mathfrak{v}}{N}=p\int_0^\infty \mathfrak{v}(t,t')e^{-pt'}\cdot dt'$$

folgende Dispersionsgleichung rechtfertigt:

$$m\frac{d\bar{\mathfrak{v}}}{dt}+mp\bar{\mathfrak{v}}=e\mathfrak{E}+\frac{e}{c}\left[\bar{\mathfrak{v}},\mathfrak{H}\right] \qquad (3)$$

Anmerkung: Die in allgemeinen Zügen dargestellte Ableitung der Formel (2) ist einfacher als die Ausführungen von Salpeter (Phys. Zeitschr. 14, 20, 1913) und Lassen (Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 28, 109 u. 139, 1926); sie ist von mir schon früher und unabhängig von der im Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 31, 43, 1928 veröffentlichten Arbeit von Benndorf und Székely gefunden worden.

Auf diesen Erwägungen hat Lorentz sein Verfahren für die Ermittlung der mittleren Geschwindigkeit $\bar{\mathfrak{v}}$ (The theory of Electrons, 1916) aufgebaut, wobei der „Reibungsfaktor infolge des Zusammenstoßes" g für den gegebenen Fall zu

$$g=\frac{m}{\tau}=m\cdot p$$

anzunehmen ist.

Zwecks größerer Verallgemeinerung ersetzen wir den Wert p durch die „effektive" Zahl der Zusammenstöße $p'=\frac{\varkappa}{\tau}=\varkappa\cdot p$, wo τ die mittlere Zeit zwischen aufeinanderfolgenden Zusammenstößen bedeutet, und der Faktor $\varkappa$ durch die Natur des Zusammenstoßes bedingt ist. (Eckersley nimmt für die Größenordnung des Koeffizienten $\varkappa$ ca. 0,1 an.)

Für die harmonische Welle ergibt die Gleichung (3)

$$a(i\omega+p')\bar{\mathfrak{v}}=\mathfrak{E}+[\bar{\mathfrak{v}},\mathfrak{H}'] \qquad (4)$$

wobei $a=\frac{m}{e}$ und $\mathfrak{H}'=\frac{\mathfrak{H}}{c}$ ist.

Wenn wir die Z-Achse eines Rechts-Koordinatensystems in die Richtung des magnetischen Feldes $\mathfrak{H}$ legen, so erhalten wir für die Komponenten der mittleren Geschwindigkeit nach den Beziehungsachsen:

$$\left.\begin{aligned}\bar{\mathfrak{v}}_x&=\frac{\Delta''}{\Delta'}\mathfrak{E}_x+\frac{\mathfrak{H}'}{\Delta'}\mathfrak{E}_y\\ \bar{\mathfrak{v}}_y&=-\frac{\mathfrak{H}'}{\Delta'}\mathfrak{E}_x+\frac{\Delta''}{\Delta'}\mathfrak{E}_y\\ \bar{\mathfrak{v}}_z&=\frac{1}{\Delta''}\mathfrak{E}_z\end{aligned}\right\| \qquad (5)$$

wo zur Abkürzung

$$\Delta'=a^2(i\omega+p')^2+\mathfrak{H}'^2 \text{ und } \Delta''=a(i\omega+p')$$

gesetzt ist.

Die Maxwellschen Gleichungen

$$\left.\begin{aligned}4\pi e\Sigma\mathfrak{v}+\frac{\partial\mathfrak{E}}{\partial t}&=c\,curl\,\mathfrak{H}\\ -\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial t}&=c\,curl\,\mathfrak{E}\end{aligned}\right\| \qquad (6)$$

setzen voraus, daß die Fortpflanzung einer ebenen Welle, die durch den Faktor $e^{i\omega\left(-t+\frac{r}{c}\bar{m}\right)}$ charakterisiert ist, in einem homogenen magneto-aktiven Medium möglich ist. Wenn wir die Normale zur Phasenebene, die vom Koordinatenursprung ausgeht, in die YOZ-Ebene legen, dann ist die Entfernung der Welle vom Ursprung $r=ky+lz$ wobei k und l die Cosinus der Winkel, die die Normale mit der Y-Achse bzw. Z-Achse einschließt, bedeuten. Die Gleichungen (6) gehen dann in folgendes System über:

$$\left.\begin{aligned}\left(4\pi eN\frac{\Delta''}{\Delta'}+i\omega\right)\mathfrak{E}_x+4\pi eN\frac{\mathfrak{H}'}{\Delta'}\mathfrak{E}_y&=-i\omega km\mathfrak{H}_z+i\omega lm\mathfrak{H}_y\\ -4\pi eN\frac{\mathfrak{H}'}{\Delta'}\mathfrak{E}_x+\left(4\pi eN\frac{\Delta''}{\Delta'}+i\omega\right)\mathfrak{E}_y&=-i\omega lm\mathfrak{H}_x\\ \left(4\pi eN\frac{1}{\Delta''}+i\omega\right)\mathfrak{E}_z&=i\omega km\mathfrak{H}_x\\ i\omega\mathfrak{H}_x&=i\omega km\mathfrak{E}_z-i\omega lm\mathfrak{E}_y\\ i\omega\mathfrak{H}_y&=i\omega lm\mathfrak{E}_x\\ -i\omega\mathfrak{H}_z&=i\omega km\mathfrak{E}_x\end{aligned}\right\| \qquad (7)$$

oder nach Elimination von $\mathfrak{H}_x$, $\mathfrak{H}_y$, $\mathfrak{H}_z$ erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned}\left[4\pi eN\frac{\Delta''}{\Delta'}+i\omega(1-m^2)\right]\mathfrak{E}_x+4\pi eN\frac{\mathfrak{H}'}{\Delta'}\mathfrak{E}_y&=0\\ -4\pi eN\frac{\mathfrak{H}'}{\Delta'}\mathfrak{E}_x+\left[4\pi eN\frac{\Delta''}{\Delta'}+i\omega(1-l^2m^2)\right]\mathfrak{E}_y+i\omega klm^2\mathfrak{E}_z&=0\\ i\omega kl\cdot m^2\mathfrak{E}_y+\left[4\pi eN\frac{1}{\Delta''}+i\omega(1-k^2m^2)\right]\mathfrak{E}_z&=0\end{aligned}\right\| \qquad (8)$$

Digitized by Google

Die homogenen Lineargleichungen (8) können zusammen bestehen unter der Voraussetzung, daß die Determinante des Systems gleich 0 ist:

$$D=\begin{vmatrix} i\omega(1-m^2)+4\pi eN\frac{\Delta''}{\Delta'} & 4\pi eN\frac{\mathfrak{H}'}{\Delta'} & 0 \\ -4\pi eN\frac{\mathfrak{H}'}{\Delta'} & i\omega(1-l^2m^2)+4\pi eN\frac{\Delta''}{\Delta'} & i\omega klm^2 \\ 0 & i\omega klm^2 & i\omega(1-k^2m^2)+4\pi eN\frac{1}{\Delta''} \end{vmatrix}=0 \qquad (9)$$

Beim Entwickeln der Determinante erhalten wir eine Gleichung 4. Grades für den komplexen Brechungsindex m:

$$\left[4\pi e\omega^2(\Delta''+\mathfrak{H}'^2\cos^2\varphi)N+i\omega^3\cdot\Delta\right]m^4+\left[i\cdot 2\cdot(4\pi e)^2\omega\Delta''\cdot N^2-4\pi e\omega^2(4\Delta'-3\mathfrak{H}'^2+\mathfrak{H}'^2\cos^2\varphi)N-i\cdot 2\omega^3\cdot\Delta\right]m^2$$
$$-(4\pi e)^3N^3-i\cdot 3(4\pi e)^2\omega\Delta''N^2+4\pi e\omega^2(3\Delta'-2\mathfrak{H}'^2)N+i\omega^3\cdot\Delta=0 \qquad (10)$$

wobei $\Delta=\Delta'\cdot\Delta''$, und φ der Winkel ist, den die Normale zur Phasenebene mit dem magnetischen Feld einschließt.

Von den vier Wurzeln der Gleichung (10) haben nur zwei einen physikalischen Sinn, und zwar diejenigen, die dem positiven Sinn des reellen Brechungsindexes entsprechen.

Dementsprechend bestimmen die Beziehungen (7) und (8) im allgemeinen Fall zwei elliptisch polarisierte Wellen, die in einem magneto-aktiven Medium möglich sind. Unmittelbar aus diesen Gleichungen folgt, daß der magnetische Vektor der Welle immer senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung ist, während der elektrische Vektor eine Komponente in der Richtung der Normalen zur Phasenebene hat.

Nachdem nach Gleichung (10) zwei Werte für den Brechungsindex $m_\pm=\mu_\pm-i\varkappa_\pm$ ermittelt worden sind, ist es leicht, auch die übrigen Konstanten des Fortpflanzungsmediums zu finden, und zwar:

Absorptionskoeffizient $\gamma_\pm=\frac{\omega}{c}\varkappa_\pm$

Wellenkoeffizient $\beta_\pm=\frac{\omega}{c}\mu_\pm$

Phasengeschwindigkeit $v_\pm=\frac{c}{\mu_\pm}$

Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_\pm=\mu_\pm^2-\varkappa_\pm^2$

Leitfähigkeit $\sigma_\pm=\frac{\omega}{2\pi}\mu_\pm\varkappa_\pm$

Der hier besprochene allgemeine Fall von Wellenfortpflanzung unter einem beliebigen Winkel zum magnetischen Feld umfaßt eine Reihe von charakteristischen Sonderfällen.

1. Fall. Der Vektor $\mathfrak{E}$ ist $\parallel\mathfrak{H}$, und die Fortpflanzungsrichtung ist $\perp\mathfrak{H}$. Die Welle ist geradlinig polarisiert und pflanzt sich so fort, als ob kein magnetisches Feld vorhanden wäre.

Daraus folgt, daß im Dispersionsmedium zwei kreisförmig in entgegengesetzter Richtung polarisierte Wellen mit Vektordrehflächen, die senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung stehen, vorhanden sein können ($\xi=+1$ für die rechtsdrehende Welle und $\xi=-1$ für die linksdrehende Welle).

Die Dielektrizitätskonstante beträgt

$$\varepsilon_2=1-\frac{4\pi eN}{a}\frac{p'^2\left(1+\xi\frac{\mathfrak{H}'}{\omega a}\right)+\left(\omega^2-\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2}\right)\left(1-\xi\frac{\mathfrak{H}'}{\omega a}\right)}{(p'^2+\omega^2)^2+2(p'^2-\omega^2)\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2}+\frac{\mathfrak{H}'^4}{a^4}}$$

Die Leitfähigkeit beträgt

$$\sigma_2=\frac{ep'N}{a}\frac{\left(\omega-\xi\frac{\mathfrak{H}'}{a}\right)^2+p'^2}{(p'^2+\omega^2)^2+2(p'^2-\omega^2)\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2}+\frac{\mathfrak{H}'^4}{a^4}} \qquad (13)$$

Die übrigen Koeffizienten sind mit ε_2 und σ_2 ebenso verknüpft wie im 1. Fall (vgl. Gl. (12)).

3. Fall. Die Fortpflanzungsrichtung ist $\perp\mathfrak{H}$.

Die Beziehungen (7) und (8) bilden zwei voneinander völlig unabhängige Systeme.

Die Gleichungen, die $\mathfrak{E}_z$, $\mathfrak{H}_x$, [$\mathfrak{E}_z\parallel\mathfrak{H}$; $\mathfrak{H}_x\perp\mathfrak{H}$] verbinden, entsprechen einer „gewöhnlichen", geradlinig polarisierten Welle, auf deren Fortpflanzungsvorgang das magnetische Feld keinen Einfluß hat (1. Fall).

Die übrigen Gleichungen bestimmen die „außergewöhnliche" Welle

$$\mathfrak{E}_x,\ \mathfrak{E}_y,\ \mathfrak{H}_z\ [\mathfrak{E}_x \text{ u. } \mathfrak{E}_y\perp\mathfrak{H};\ \mathfrak{H}_z\parallel\mathfrak{H}];$$

für diese ist $\frac{\mathfrak{E}_y}{\mathfrak{E}_x}=R+iS$. Daraus schließen wir, daß der elektrische Vektor der außergewöhnlichen Welle eine Ellipse in einer senkrecht zu $\mathfrak{H}$ liegenden Ebene bildet, wobei die Drehungsrichtung vom Vorzeichen des Wertes S abhängt ($S>0$ für die Rechtsdrehung und $S<0$ für die Linksdrehung); der magnetische Vektor der Welle führt harmonische Schwingungen in der Richtung des Feldes $\mathfrak{H}$ aus. (Bei $S=0$ ist die Welle gradlinig polarisiert.)

$$\varepsilon_1=1-\frac{4\pi eN}{a}\frac{1}{\omega^2+p'^2};\quad \sigma_1=\frac{eN}{a}\frac{p'}{\omega^2+p'^2};\quad \gamma_1=\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\omega}{c}\sqrt{\sqrt{\varepsilon_1^2+\left(\frac{4\pi\sigma_1}{\omega}\right)^2}-\varepsilon_1};$$
$$\beta_1=\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\omega}{c}\sqrt{\sqrt{\varepsilon_1^2+\left(\frac{4\pi\sigma_1}{\omega}\right)^2}+\varepsilon_1};\quad v_1=\frac{\omega}{\beta_1};\quad \mu_1=\frac{c}{\omega}\beta_1=\frac{c}{v_1} \qquad (12)$$

2. Fall. Die Fortpflanzungsrichtung ist $\parallel\mathfrak{H}$. Die Grundbeziehungen (7) und (8) ergeben

$$\frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{E}_y}=\frac{\mathfrak{H}_x}{\mathfrak{H}_y}=i\xi \text{ und } \mathfrak{E}_z=\mathfrak{H}_z=0;\ \text{wo } \xi=\pm 1.$$

Digitized by Google

Für die außergewöhnliche Welle ist:

$$\varepsilon_3 = -\frac{1}{(\omega^2+p'^2)^2+2(p'^2-\omega^2)\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2}+\frac{\mathfrak{H}'^4}{a^4}}\left\{\left(\frac{4\pi eN\mathfrak{H}'}{a^2}\right)^2\frac{2p'^2[\mathrm{A}]+\left(p'^2-\omega^2+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2}\right)[\mathrm{B}]}{p'^2[\mathrm{A}]^2+\omega^2[\mathrm{B}]^2}+2p'^2[\mathrm{A}]-\left(p'^2-\omega^2+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2}\right)[\mathrm{B}]\right\};$$

$$\sigma_3 = \frac{1}{4\pi\left[(\omega^2+p'^2)^2+2(p'^2-\omega^2)\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2}+\frac{\mathfrak{H}'^4}{a^4}\right]}\left\{\left(\frac{4\pi eN\mathfrak{H}'}{a^2}\right)^2\frac{\left(p'^2-\omega^2+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2}\right)p'[\mathrm{A}]-2p'\omega^2[\mathrm{B}]}{p'^2[\mathrm{A}]^2+\omega^2[\mathrm{B}]^2}\right. \tag{14}$$

$$\left.+\left(p'^2-\omega^2+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2}\right)p'[\mathrm{A}]+2p'\omega^2[\mathrm{B}]\right\};$$

$$[\mathrm{A}] = \frac{4\pi e}{a}N-2\omega^2$$

$$[\mathrm{B}] = \frac{4\pi e}{a}N+p'^2-\omega^2+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2}\ \text{usw.}$$

2. Gebiet der langen und kurzen Wellen.

Bestimmen wir die Gebiete der langen und kurzen Wellen durch die Ungleichungen:

$$\eta = \frac{\omega}{p'} \ll 1 \ \text{bzw.}\ \eta = \frac{\omega}{p'} \gg 1,$$

dann ermöglichen die Koeffizienten des Fortpflanzungsmediums noch eine erhebliche Vereinfachung, sowohl für das Gebiet der langen, als auch für das der kurzen Wellen.

Betrachten wir folgerichtig die oben erwähnten Sonderfälle.

1. Fall: a) Lange Wellen: $\eta \ll 1$

$$\varepsilon_1 = 1-\frac{4\pi eN}{ap'^2};\quad \sigma_1 = \frac{eN}{ap'} \tag{15}$$

Im Gebiet der gewöhnlich zu betrachtenden Konstantenwerte der Kenelly-Heaviside-Schicht ist

$$\varepsilon_1 < 0 \ \text{und}\ \frac{\omega(-\varepsilon_1)}{4\pi\sigma_1} < 1 \tag{16}$$

also kann der Absorptionskoeffizient in folgende abnehmende Reihe entwickelt werden:

$$\gamma_1 = \frac{1}{c}\sqrt{2\pi\sigma_1\omega}\left[1+\frac{1}{2}\frac{\omega(-\varepsilon_1)}{4\pi\sigma_1}+\frac{1}{8}\left(\frac{\omega(-\varepsilon_1)}{4\pi\sigma_1}\right)^2 - \ldots\ldots\right] \approx \frac{1}{c}\sqrt{2\pi\sigma_1\omega} \tag{17}$$

Bei ähnlichen Umformungen wird im weiteren nur das erste Glied der entwickelten Reihe beibehalten; dann ist

$$\beta_1 = \frac{1}{c}\sqrt{2\pi\sigma_1\omega} = \gamma_1;\quad v_1 = \frac{\omega}{\beta_1} = c\sqrt{\frac{\omega}{2\pi\sigma_1}};$$

$$\mu_1 = \frac{c}{\omega}\beta_1 = \frac{c}{v_1} = \sqrt{\frac{2\pi\sigma_1}{\omega}} \tag{18}$$

Werden die Ungleichungen (16) nicht befriedigt, so sind für die Berechnung von γ, β, ... entweder die genauen Formeln zu benutzen, oder es müssen (wenn es möglich ist) entsprechende angenäherte Formeln ermittelt werden, z. B. für

$$\varepsilon_1 > 0 \ \text{und}\ \frac{4\pi\sigma_1}{\omega\varepsilon_1} \ll 1:\ \gamma_1 = \frac{2\pi\sigma_1}{c\sqrt{\varepsilon_1}};\quad \beta_1 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}\ \text{usw.} \tag{19}$$

b) Kurze Wellen: $\eta \gg 1$

$$\varepsilon_1 = 1-\frac{4\pi eN}{a\omega^2};\quad \sigma_1 = \frac{ep'N}{a\omega^2};\quad \text{bei}\ \varepsilon_1 > 0\ \text{und}\ \frac{4\pi\sigma_1}{\omega\varepsilon_1} \ll 1:$$

$$\gamma_1 = \frac{2\pi\sigma_1}{c\sqrt{\varepsilon_1}};\quad \beta_1 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1};\quad v_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}};\quad \mu_1 = \sqrt{\varepsilon_1} \tag{20}$$

2. Fall: a) Lange Wellen: $\eta \ll 1$

$$\varepsilon_2 = 1-\frac{4\pi eN}{ap'^2}\frac{1}{\left(1+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2p'^2}\right)^2}\left[1-\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2p'^2}+\xi\frac{\mathfrak{H}'}{\omega a}\left(1+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2p'^2}\right)\right] \tag{21}$$

Da die mittlere Stärke des magnetischen Erdfeldes $\mathfrak{H} \cong 0{,}5$ Gauss ist, so ist

$$\left|1-\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2p'^2}\right| \ll \left|\xi\frac{\mathfrak{H}'}{\omega a}\left(1+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2p'^2}\right)\right|;$$

außerdem ist bei genügend großer Konzentration N:

$$\left|4\pi eN\frac{\mathfrak{H}'}{\omega}\frac{\xi}{\mathfrak{H}'^2+a^2p'^2}\right| \gg 1;$$

und wir erhalten:

$$\varepsilon_2 = (\varepsilon_{1\,\mathrm{l.w.}}-1)\frac{\mathfrak{H}'}{\omega a}\frac{\xi}{1+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2p'^2}} \tag{22}$$

Die Leitfähigkeit ist

$$\sigma_2 = \frac{eN}{ap'}\frac{1}{\left(1+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2p'^2}\right)^2}\left[1+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2p'^2}-2\xi\frac{\omega\mathfrak{H}'}{ap'^2}\right] \tag{23}$$

oder unter Voraussetzung, daß

$$1+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2p'^2} \gg \left|2\xi\frac{\mathfrak{H}'\omega}{ap'^2}\right|$$

$$\sigma_2 = \sigma_{1\,\mathrm{l.w.}}\frac{1}{1+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2p'^2}} \tag{24}$$

Rechtsdrehende Welle: $\xi = +1$.

Für $\varepsilon_{2+} < 0$ und $\frac{4\pi\sigma_{2+}}{\omega(-\varepsilon_{2+})} \ll 1$ ist:

$$\gamma_{2+} = \frac{\omega}{c}\sqrt{-\varepsilon_{2+}};\quad \beta_{2+} = \frac{2\pi\sigma_{2+}}{c\sqrt{-\varepsilon_{2+}}} \tag{25}$$

Digitized by Google

oder bei Benutzung der Formeln (22) und (24):

$$\gamma_{2+}=2\sqrt{\frac{\pi e}{c}}\sqrt{\frac{\omega N}{\mathfrak{H}}};\quad \beta_{2+}=\frac{mp'}{\mathfrak{H}}\sqrt{\frac{\pi c}{e}}\sqrt{\frac{\omega N}{\mathfrak{H}}} \qquad (26)$$

Linksdrehende Welle $\xi=-1$.

Bei $\varepsilon_{2-}>0$ und $\frac{4\pi\sigma_{2-}}{\omega\varepsilon_{2-}}\ll 1$ ist:

$$\gamma_{2-}=\frac{2\pi\sigma_{2-}}{c\sqrt{\varepsilon_{2-}}};\quad \beta_{2-}=\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_{2-}} \qquad (27)$$

Bei Benutzung der Formeln (22) und (24) finden wir

$$\gamma_{2-}=\beta_{2+}\ \text{und}\ \beta_{2-}=\gamma_{2+} \qquad (28)$$

Die Phasengeschwindigkeit und der Brechungsindex werden nach Ermittlung des Wellenkoeffizienten unmittelbar errechnet.

b) Kurze Wellen: $\eta\gg 1$.

$$\varepsilon_2=1-\frac{4\pi eN}{a\omega^2}\frac{1}{1+\xi\frac{\mathfrak{H}'}{a\omega}};\quad \sigma_2=\sigma_{1\,\text{K.W.}}\frac{1}{\left(1+\xi\frac{\mathfrak{H}'}{a\omega}\right)^2}$$

Gewöhnlich ist $\varepsilon_2>0$ und $\frac{4\pi\sigma_2}{\omega\varepsilon_2}\ll 1$; daraus folgt

$$\gamma_2=\frac{2\pi\sigma_2}{c\sqrt{\varepsilon_2}};\quad \beta_2=\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_2};\quad v_2=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2}};\quad \mu_2=\sqrt{\varepsilon_2} \qquad (29)$$

3. Fall: a) Lange Wellen: $\eta\ll 1$.

$$\eta^2[2]^2\ll[1]^2\ \text{u.}\ [1]\cdot\left(1+\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2p'^2}\right)^2\gg 2\eta^2\left|\left(1-\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2p'^2}\right)[2]\right|$$

daher ist $\varepsilon_3=\varepsilon_{1\,\text{l.w.}}-\frac{\mathfrak{H}'^2}{a^2p'^2}$; $\sigma_3=\sigma_{1\,\text{l.w.}}$ Für $\varepsilon_3<0$ und $\frac{\omega(-\varepsilon_3)}{4\pi\sigma_3}\ll 1$:

$$\gamma_3=\gamma_{1\,\text{l.w.}}+\frac{\omega}{c}\left(\frac{\mathfrak{H}'}{2ap'}\right)^2\sqrt{\frac{\omega}{2\pi\sigma_{1\,\text{l.w.}}}};\quad \beta_3=\beta_{1\,\text{l.w.}}-\frac{\omega}{c}\left(\frac{\mathfrak{H}'}{2ap'}\right)^2\sqrt{\frac{\omega}{2\pi\sigma_{1\,\text{l.w.}}}};$$

$$v_3=v_{1\,\text{l.w.}}+\frac{c\omega}{2\pi\sigma_{1\,\text{l.w.}}}\left(\frac{\mathfrak{H}'}{2ap'}\right)^2\sqrt{\frac{\omega}{2\pi\sigma_{1\,\text{l.w.}}}};\quad \mu_3=\mu_{1\,\text{l.w.}}-\left(\frac{\mathfrak{H}'}{2ap'}\right)^2\cdot\sqrt{\frac{\omega}{2\pi\sigma_{1\,\text{l.w.}}}}. \qquad (30)$$

b) Kurze Wellen: $\eta\gg 1$.

Bei genügend großer Frequenz hat das magnetische Erdfeld in erster Annäherung keinen besonderen Einfluß auf den Fortpflanzungsvorgang der kurzen Wellen (wenn die Konzentration der Elektronen nicht zu groß ist).

Die angeführten Formeln zeigen, daß das magnetische Erdfeld die Konstanten der ionisierten Schicht stark verzerrt und sogar den Charakter der Wellenfortpflanzung (Polarisationszustand) verändert. Den größten Effekt weisen die Gebiete mittlerer und hoher Frequenzen bei der Fortpflanzung längs der Kraftlinien des magnetischen Feldes auf.

3. Einige Versuchsergebnisse.

Kritische Frequenz. In der Praxis des drahtlosen Verkehrs ist man auf eine außerordentlich interessante Erscheinung gestoßen, die in einer erschwerten Verbindung bei Tag für Wellenlängen von ca. 200 m besteht. Viele Verfasser erklären diese Tatsache als Wirkung des magnetischen Felds der Erde, wobei sie der Ansicht sind, daß der stärkste Effekt bei einer gewissen sog. kritischen Frequenz $\omega_0=\frac{\mathfrak{H}'}{a}$ erfolgen muß, der für die mittlere Stärke des Erdfeldes die Wellenlänge im leeren Raum $\lambda_0=213$ m entspricht.

Nehmen wir beispielsweise den zweiten Sonderfall der Wellenfortpflanzung an und betrachten wir, welche Lage die kritische Frequenz im Spektrum der Frequenzen einnimmt. Wären keine Zusammenstöße vorhanden ($p'=o$), so könnte man sich leicht davon überzeugen, daß die Fortpflanzung der rechtsdrehenden Welle im Elektronenmedium nur für solche Frequenzen möglich wäre, die größer sind als ein gewisser Wert

$$\omega_1=-\frac{1}{2}\omega_0+\sqrt{\left(\frac{\omega_0}{2}\right)^2+\frac{4\pi eN}{a}},$$

der sich mit ω_0 nicht deckt; die linksdrehende Welle könnte sich im gesamten Bereich mit Ausnahme des Intervalls von

$$\omega_0\ \text{bis}\ \omega_2=\frac{1}{2}\omega_0+\sqrt{\left(\frac{\omega_0}{2}\right)^2+\frac{4\pi eN}{a}}$$

fortpflanzen.

In der Natur finden immer Zusammenstöße statt, die Energieabsorption genannt werden. Im kritischen Gebiet ($\lambda\approx 200$ m) ist entsprechend der oben abgeleiteten Formeln die Absorption einer der beiden Wellen, die im magneto-aktiven Mittel möglich sind, beträchtlich größer als die Absorption der anderen Welle. Z. B. für den zweiten Sonderfall ist die Dämpfung der linksdrehenden Welle viel größer als die Dämpfung der Welle, die sich beim Fehlen des magnetischen Felds fortpflanzt, und umgekehrt, in der rechtsdrehenden Welle ist sie kleiner. Daher findet keine Resonanzabsorption für zwei Wellen statt, und die außerordentlich große Dämpfung der Wellen bei ca. 200 m kann kaum unmittelbar durch die Wirkung des magnetischen Felds erklärt werden.

Die Theorie von Prof. M. W. Schuleikin (Vorträge über die kurzen Wellen, gehalten im Institut für Volkswirtschaft, 1926—1927) und die Theorie von Eckersley (J.E.E. **65**, 600, 1927) erklärt den kritischen Effekt bei Tag völlig unabhängig von der Wirkung des magnetischen Felds.

Die Versuche von A. Meißner („Hat das Erdfeld einen Einfluß auf die Wellenausbreitung" E.N.T. **3**, 321, 1926) haben die Abwesenheit des kritischen Effekts bei Nacht gezeigt; daraus darf aber nicht der Schluß gezogen werden, daß das magnetische Erdfeld den Fortpflanzungsvorgang der Wellen überhaupt nicht beeinflußt.

Tätigkeit der Sonne. Austin, Pickard, Anderson u. a. haben eine recht interessante Korrelationsverbindung zwischen der Zahl der Sonnenflecken, den magnetischen Störungen und der Empfangsstärke entdeckt; dabei ist der engste Zusammen-

Digitized by Google

hang zwischen den magnetischen Erscheinungen und dem Empfang aufgewiesen worden (der Korrelationskoeffizient erreichte in einigen günstigen Fällen den Wert 0,995 bei $\frac{\text{Korrelationskoeffizient}}{\text{möglicher Fehler}} = 406$).

Sogar bei den stärksten magnetischen Störungen sind die Veränderungen in den Elementen des magnetischen Erdfeldes nicht groß, so daß die Ursache der Störung der Wellenfortpflanzung in der Störung des normalen Zustandes der Ionisierung der Leitungsschicht zu suchen ist. Daher gibt es keinen grundsätzlichen Unterschied in der Erklärung dieser Erscheinungen, sowohl vom Standpunkt der rein ionischen, als auch der magneto-ionischen Fortpflanzungstheorie aus betrachtet.

Die Besonderheiten der Sendung bei Tag und bei Nacht während der intensiven Sonnentätigkeit entspricht im Allgemeinen der Eckersley-Theorie. Die zunehmende Ionisierung der Leitungsschicht hat eine geringe Dämpfungsverminderung der langen Wellen bei Tagesverbindung zur Folge und eine starke Absorptionssteigerung im gesamten praktischen benutzten Frequenzgebiet bis zum völligen Verschwinden der Signale bei Nachtsendung. Das Verhalten der ultrakurzen Wellen während der Sonnen- und magnetischen Störungsperioden sind, wie die Beobachtungen in den letzten Jahren zeigen, zu verschiedener Zeit und bei verschiedenen Stationen verschieden.

Verspätung der Signale. Die Interferenzversuche von Prof. Appleton und Prof. Barnett und die Beobachtungsoscillogramme von Breit und Tuve erweisen außer dem Hauptsignal noch das Vorhandensein einer Reihe von Nebenmaxima.

Die Vielfachheit der zu empfangenden Signale kann durch das Zusammenwirken verschiedenartiger Reflexionen von der unteren welligen Grenze der Leitungsschicht oder durch den zusammengesetzten Brechungsvorgang im inhomogen ionisierten Medium erklärt werden.

Das magnetische Erdfeld kann auch die Ursache für das Auftreten vielfacher Signale sein.

Die Verspätung Δt eines Signals, das den Empfänger erreicht, ergibt sich aus der Integralgleichung

$$\triangle t = \int \frac{ds}{U_{gr}} \tag{31}$$

wo U_{gr} die Gruppengeschwindigkeit ist, oder wenn wir die Gleichung für die Bahn des Strahls $\mu \sin i = \text{const.} = \mu_0 \sin i_0 = a$ berücksichtigen, so finden wir

$$\triangle t = \int \frac{\mu}{a\, U_{gr}}\, dx \tag{32}$$

Den verschiedenen Wellen, die in einem magneto-aktiven Medium möglich sind, entsprechen verschiedene Werte des Brechungsindexes und verschiedene Gruppengeschwindigkeiten; folglich sind verschiedene Zeiträume Δt nötig, um die Entfernung von der Sendestation zur Empfangsstation zu überbrücken. Breit und Tuve zeigen, daß die Größenwerte der Verspätungen, die auf rechnerischem Wege ermittelt worden sind, sich mit den auf dem Versuchsweg ermittelten Angaben decken.

Schwunderscheinungen (fading) der Signale. Wie bekannt, kann die Schwunderscheinung der Signale von ganz verschiedenartigen Ursachen herrühren. Uns interessiert hier ein besonderer Fall von Schwunderscheinungen, die durch die Wirkung des magnetischen Feldes hervorgerufen werden. Wenn bei der Fortpflanzung einer Welle längs der Kraftlinien des magnetischen Felds in der Heaviside-Schicht die Bahn und die Energieabsorption zweier kreisförmig polarisierten Strahlen sich nur wenig voneinander unterscheiden, so kann die Gesamtheit der Komponenten eine wenn auch nur ungefähr geradlinig polarisierte Welle mit einer sich drehenden Polarisationsebene bilden.

Das Zurückbleiben der Wellenphase beträgt in einem gewissen Punkt der Bahn in Beziehung zur ursprünglichen Kreisschwingung

$$\varphi = \int \beta\, ds \tag{33}$$

oder

$$\varphi = \frac{\omega}{c} \mu_0 \sin i_0 \int \left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right] dx; \quad (\mu_0 = 1) \tag{34}$$

Für die gegebene Entfernung zwischen der Sende- und Empfangsstation sind die Phasen der rechts- und linksdrehenden Welle Funktionen der Sendefrequenz, der Stärke des magnetischen Feldes und der Ionisierung $\varphi_\pm = \varphi_\pm(\omega, \mathfrak{H}, N)$. Eine Veränderung der Halbverschiedenheit der Komponentenphasen, die durch kleine Variationen, den Wert ω, $\mathfrak{H}$, N, hervorgerufen wird, bestimmt den Drehungswinkel der Polarisationsebene der sich ergebenden Welle:

$$d\frac{1}{2}\triangle\varphi = \mathrm{d}\frac{1}{2}(\varphi_+ - \varphi_-) = \frac{1}{2}\frac{\partial(\varphi_+ - \varphi_-)}{\partial\omega}\delta\omega + \frac{1}{2}\frac{\partial(\varphi_+ - \varphi_-)}{\partial\mathfrak{H}}\delta\mathfrak{H} + \frac{1}{2}\frac{\partial(\varphi_+ - \varphi_-)}{\partial N}\delta N \tag{35}$$

Nach der Berechnung von Breit bedingen unbedeutend kleine Variationen $\delta\omega$, $\delta\mathfrak{H}$, δN, die in Wirklichkeit immer möglich sind, eine Drehung der Polarisationsebene der Welle um einen bedeutenden Winkel, was bei den üblichen Antenneneinrichtungen Schwankungen in der Intensität der Empfangsenergie zur Folge haben wird.

Hier muß bemerkt werden, daß überhaupt das magnetische Erdfeld günstige Verhältnisse für die Welleninterferenz bildet; Taylor und Hulburt waren die ersten, die darauf aufmerksam geworden sind.

Polarisationszustand. Wie bereits erwähnt, kann die Wirkung des magnetischen Feldes in gewissen Fällen eine Drehung der Polarisationsebene der Welle bewirken. Die vielen Messungen von Pickard haben gezeigt, daß bei hohen Frequenzen einem vertikalen elektrischen Feld in größerer Entfernung ein im wesentlichen horizontales Feld entsprach. Das charakteristische Kennzeichen für die Wirkung des magnetischen Feldes besteht in der Bildung einer elliptischen Polarisation der Wellen, die sich im ionisierten Medium fortpflanzten. Die in letzter Zeit ausgeführten Versuche bestätigen den Effekt des magnetischen Erdfeldes. Eckersley hat mittelst einer besonderen Empfangseinrichtung eine kreisförmige Polarisation beim Empfang von einer Reihe von Stationen beobachtet.

Eckersley hat ebenfalls durch gleichzeitigen Empfang von einer kurzwelligen ($\lambda = 15{,}6$ m) Station *PQW* (Lissabon) mit einer horizontalen und mit

Digitized by Google

einer vertikalen Antenne festgestellt, daß das Intensitätsmaximum der horizontalen Antennen größten Teils dem Minimum der vertikalen Antenne entsprach und umgekehrt.

Die natürlichste Erklärung hierfür besteht darin, daß derartige Energieschwankungen wenigstens angenähert durch die vorübergehend geradlinig polarisierte Welle mit wechselnder Polarisationsebene hervorgerufen werden.

Dieser Dämpfungstyp ist auf Grund der Breitschen magneto-ionischen Theorie vorausgesehen und erforscht worden.

Im Jahre 1928 haben Prof. Appleton und Prof. Ratcliffe mittelst Verwendung eines besonderen Verfahrens eine elliptische Polarisation der Wellen ($\lambda = 400$—500 m) mit ganz bestimmter Drehung der Vektoren beobachtet. Nach Angabe der Verfasser entsprach die Drehrichtung immer genau derjenigen der weniger absorbierten Welle eines magneto-aktiven Mediums für die Richtung der Kraftlinien des magnetischen Erfeldes in der Gegend, wo die Versuche ausgeführt werden.

Tote Zonen: Die oberen Grenzen der toten Zonen für zwei verschieden zu brechende, elliptisch polarisierte Wellen des magneto-aktiven Mediums decken sich nicht, was übrigens auch die Bildung einer vorübergehenden Flackerzone erleichtert.

Die beste Trennung der elliptischen Komponenten, in die sich am Anfang die geradlinig polarisierte Welle teilt, erfolgt eben in der Nähe der oberen Grenze der Ruhezone.

Wie Eckersley bemerkt, geben daher diejenigen Stationen die deutlichste elliptische Polarisation, die von der Empfangsstelle ungefähr um die Entfernung der toten Zone (für die entsprechende Frequenz) abstehen.

4. Methode für die Konstruktion der Bahn und Berechnung der gesamten Absorption der elektromagnetischen Welle längs der Strahlkurve im magneto-aktiven, inhomogenen Medium.

Das allgemeine Problem der Ausbreitung der elektromagnetischen Energie im inhomogenen, anisotropen Medium ist zur Zeit noch nicht gelöst, jedoch ist eine Reihe von Sonderfällen in den Arbeiten von Seeliger, Schmidt, Försterling und Gans erklärt worden. Gans (Ann. d. Phys. **47**, 709, 1915) hat nachgewiesen, daß die Gesetze der geometrischen Optik für die ganze Bahn des Strahls erfüllt sind, mit Ausnahme des Gebiets in der Nähe der sog. kritischen Ebene (auf der der Scheitel der Strahlkurve liegt), wo sie ihre Gültigkeit verlieren. Der Brechungsprozeß in der Heaviside-Schicht wird komplizierter durch die Wirkung des magnetischen Erdfelds und durch die Krümmung der Niveauflächen der Ionenkonzentration; jedoch geben wahrscheinlich die Gesetze der geometrischen Optik auch in diesem Fall eine angenäherte Form für die wirkliche Strahlbahn im ganzen Raum mit Ausnahme der kritischen Zone, wo bemerkbare Abweichungen möglich sind.

Wie Gleichung (10) zeigt, hängt im magneto-aktiven Medium der Brechungsindex nicht nur von der Konzentration ab, sondern auch vom Neigungswinkel, den die Wellennormale mit dem Magnetfeld einschließt.

Versuchen wir auf Grund der Gesetze der geometrischen Optik die Strahlbahn zu konstruieren. Dabei ist zu berücksichtigen, daß, entsprechend der Brechung im inhomogenen Medium, der Winkel, den der Strahl mit dem Magnetfeld einschließt, sich beständig ändert.

a) Ebene Niveaufläche der Ionenkonzentration. $p' = \text{const}$. Vektor $\mathfrak{H}$ behält einen unveränderlichen Wert und unveränderliche Richtung: $\mathfrak{H} = \text{const}$.

Nehmen wir als Brechungsebene die YOZ-Ebene eines rechtwinkligen Koordinatensystems an, dann ergibt sich der Winkel φ, den die Wellennormale mit dem Magnetfeld einschließt, aus der Gleichung:

$$\cos\varphi = k\frac{\mathfrak{H}_y}{\mathfrak{H}} + l\frac{\mathfrak{H}_z}{\mathfrak{H}} \quad \text{oder} \quad \cos^2\varphi = \frac{\left(\mathfrak{H}_y\cdot\frac{dy}{dz}+\mathfrak{H}_z\right)^2}{\mathfrak{H}^2\cdot\left[1+\left(\frac{dy}{dz}\right)^2\right]} \tag{36}$$

wo durch $\frac{dy}{dz}$ der tg des Neigungswinkels, den der Strahl mit der Z-Achse einschließt, ausgedrückt ist. Die Differentialgleichung der Bahn lautet:

$$\mu = \frac{a}{\frac{dy}{dz}}\cdot\sqrt{1+\left(\frac{dy}{dz}\right)^2} \tag{37}$$

wobei

$$a = \mu_0 \sin i_0. \tag{38}$$

(Gewöhnlich ist $\mu_0 = 1$.)

Die Gleichungen (10), (36), (37), (38) lösen zusammen mit dem gegebenen Gesetz über die Konzentrationsänderungen der freien Elektronen oder Ionen als Funktion der Höhe

$$N = f(Z) \tag{39}$$

vollständig die gestellte Frage. Die analytische Lösung der Aufgabe ist infolge der Kompliziertheit der Gleichung (10) mit Schwierigkeiten verbunden; daher wollen wir ein graphisch-analytisches Verfahren anwenden, das für jede beliebige Abhängigkeit $N = f(Z)$ brauchbar ist.

1. Vor allem ermitteln wir für den gegebenen ursprünglichen Zenithwinkel i_0 aus Gleichung (38) die Konstante a und setzen ihren Wert in Gleichung (37) ein.

2. Wir nehmen für $\left(\frac{dy}{dz}\right)_1$ einen Zahlenwert an und konstruieren für diesen an Hand der Gleichungen (10) und (36) die Kurve $\mu = f(N)$.

3. Für den gleichen Zahlenwert $\left(\frac{dy}{dz}\right)_1$ berechnen wir nach Formel (37) den Brechungsindex μ_1 und tragen auf der gleichen Zeichnung die Horizontale auf, die von der N-Achse den Abstand μ_1 hat. Die Abzisse der Schnittpunkte der Kurve $\mu = f(N)$ mit der Geraden $\mu = \mu_1$ ergibt für den gewählten tg des Winkels mit der Vertikalen $\left(\frac{dy}{dz}\right)_1$ den entsprechenden Wert der Konzentration N_1.

4. Hat man ferner irgend ein analytisches Ionisierungsgesetz $N = f(Z)$ oder die Konzentration als Funktion der Höhe in Form einer Kurve, so kann man für den Wert N_1 die entsprechende Höhe Z_1 finden.

Digitized by Google

Wir haben also die Möglichkeit, die Kurve $Z = f\left(\frac{dy}{dz}\right)$ zu konstruieren. Die von dieser Kurve und der Z-Achse eingeschlossene Fläche gibt augenscheinlich innerhalb der Grenzen $Z = 0$ bis zu einer gewissen Höhe Z den entsprechenden Wert y.

5. Durch Berechnung der Flächen für eine Reihe von Werten Z konstruieren wir die gesuchte Bahn des Strahls $y = f(Z)$.

[Anmerkung: Die Ermittlung der Flächen kann durch die Anwendung irgend einer Interpolationsformel, die nach dem Integrieren die analytische Abhängigkeit $y = f(Z)$ gibt, ersetzt werden.]

Wie Gleichung (36) zeigt, ist die Bahn des Strahls in Bezug auf die durch den Scheitel der Kurve gezogene Vertikale überhaupt nicht symmetrisch.

Die Kurve wird nur in dem Fall symmetrisch sein, wenn $\mathfrak{H}_y = 0$, oder $\mathfrak{H}_z = 0$, oder gleichzeitig $\mathfrak{H}_y = \mathfrak{H}_z = 0$ ist.

Der erste Fall entspricht der Fortpflanzung eines Strahls in einer Ebene, die senkrecht steht zur horizontalen Komponente des Erdfeldes oder zu einer beliebigen Ebene in der Nähe der magnetischen Erdpole, wo die horizontale Komponente fehlt.

Der zweite und dritte Fall ist nur möglich in der magnetischen Aequatorzone, wo die vertikale Komponente gleich Null ist.

[Anmerkung: In der Gleichung (10)

$$(a + ia')m^4 + (b + ib')m^2 + (c + ic') = 0 \qquad (10)$$

sind gewöhnlich die Koeffizienten a', b', c' viel kleiner als die entsprechenden Koeffizienten a, b, c und $\varkappa \ll \mu$. Daher, wenn

$$2 \cdot \frac{bb' - 2(ac' + ca')}{b^2 - b'^2 - 4(ac - a'c')} \ll 1$$

und

$$\left| -b' \pm \frac{bb' - 2(ac' + ca')}{\sqrt{b^2 - b'^2 - 4(ac - a'c')}} \right| \ll \left| -b \pm \sqrt{b^2 - b'^2 - 4(ac - a'c')} \right|,$$

so ist

$$\mu \approx \sqrt{\frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}}$$

und

$$\varkappa \approx \frac{1}{2a} \cdot \left[a'\mu + \frac{a(b'\mu^2 + c') + ca'}{\mu(2a\mu^2 + b)} \right] \qquad (40)$$

Wenn aber der Modul

$$\left| \sqrt{(b + ib')^2 - 4(a + ia')(c + ic')} \right|$$

verschwindend klein ist (er ist 0, wenn $\mathfrak{H} = 0$ ist), so ist

$$\mu \approx \sqrt{\frac{-b}{2a}} \quad \text{und} \quad \varkappa \approx \frac{1}{2}\mu\left(\frac{a'}{a} - \frac{b'}{b}\right). \qquad (41)$$

Wir können auch die Veränderungs-Geschwindigkeit der Absorptions-Koeffizienten als Funktion der Brechungs-Koeffizienten schätzen, (zwecks Vereinfachung vernachlässigen wir die Glieder, die in Wirklichkeit einen verschwindend kleinen Wert $\varkappa$ enthalten):

Die Ableitungen

$$\frac{da}{d\mu} \ldots ; \quad \frac{da'}{d\mu} \ldots$$

können angenähert durch entsprechende Verhältnisse der endlichen Differenzen $\frac{\triangle a}{\triangle \mu} \ldots ; \frac{\triangle a'}{\triangle \mu} \ldots$ ersetzt werden, die bei der Berechnung der Koeffizienten der Gleichung (10) und des reellen Brechungsindexes für verschiedene Werte der Konzentration N leicht ermittelt werden können. Die von der Kurve $\frac{d\varkappa}{d\mu} = f(\mu)$ und der μ-Achse eingeschlossenen Fläche (innerhalb der Grenzen von einem gewissen Wert μ bis $\mu = 1$) bestimmt den entsprechenden Wert des Absorptionskoeffizienten $\varkappa$.]

Wenn die elektromagnetische Welle innerhalb der Heaviside-Schicht eine bedeutende Strecke zurücklegt, so wird das beschriebene Verfahren ein wenig komplizierter, da die Krümmung der Niveauflächen der Elektronen-Konzentration berücksichtigt werden muß.

b) Sphärische Niveauflächen der Ionenkonzentration, die ein mit dem Erdmittelpunkt gemeinsames Zentrum haben. Das magnetische Feld behält in der Fortpflanzungsebene einen unveränderlichen Wert und eine Orientierung in Bezug auf den Radiusvektor: $\mathfrak{H}_x = \text{const.}$, $\mathfrak{H}_r = \text{const.}$, $\mathfrak{H}_\psi = \text{const.}$

Legen wir in die YOZ-Fläche ein polares Koordinaten-System (r, ψ) mit dem Ursprung im Erdmittelpunkt und lassen wir wie früher die X-Achse unverändert, so ist:

$$\begin{aligned} \mathfrak{H}_y &= \mathfrak{H}_r \cos\psi + \mathfrak{H}_\psi \sin\psi \\ \mathfrak{H}_z &= \mathfrak{H}_r \sin\psi - \mathfrak{H}_\psi \cos\psi \end{aligned} \qquad (43)$$

wo $\mathfrak{H}_r$, $\mathfrak{H}_\psi$ die Komponenten des Feldes sind, die in der Richtung des Radiusvektors und senkrecht zu ihm verlaufen (der positiven Richtung ψ entspricht eine Verminderung des Polarwinkels ψ).

Die Formel (36) gestaltet sich dann folgendermaßen:

$$\cos^2\varphi = \frac{1}{\mathfrak{H}^2(1 + \operatorname{tg}^2 i)}(\mathfrak{H}_\psi \operatorname{tg} i + \mathfrak{H}_r)^2, \qquad (44)$$

wobei der Winkel i die Neigung des Radiusvektors zur Wellennormalen bedeutet.

Im angenommenen inhomogenen Medium bestimmt die Gleichung (10) zusammen mit Gleichung (44) den komplexen Brechungsindex als Funktion von N und i.

Dieselben Resultate erhält man auch unmittelbar aus den geometrischen Erwägungen, wenn man das inhomogene Medium in kleine Elemente mit nah zueinander stehenden Flächen des Konzentrationsniveaus teilt und das Medium in den Grenzen eines Elementes als homogen betrachtet.

$$\frac{d\varkappa}{d\mu} = -\frac{4a\mu^3 + 2b\mu + \frac{da}{d\mu}\mu^4 + \frac{db}{d\mu}\mu^2 + \frac{dc}{d\mu}}{4a'\mu^3 + 2b'\mu} = \frac{4a'\mu^3 + 2b'\mu + \frac{da'}{d\mu}\mu^4 + \frac{db'}{d\mu}\mu^2 + \frac{dc'}{d\mu}}{4a\mu^3 + 2b\mu} \qquad (42)$$

Digitized by Google

Die Grundgleichung der Theorie der astronomischen Refraktion ergibt:

$$\mu \cdot r = a \sqrt{1 + \frac{1}{\mathrm{tg}^2 i}} \quad (45); \qquad a = \mu_0 r_0 \sin i_0 \quad (46)$$

wo r_0 der Erdradius und i_0 der ursprüngliche Zenithwinkel ist. Andererseits wird in der Differentialgeometrie folgende Beziehung abgeleitet:

$$\mathrm{tg}\, i = r \cdot \frac{d\varphi}{dr} \quad (47)$$

Wenn man den Gleichungen (10), (44), (45), (46), (47) noch das Konzentrationsgesetz mit der Höhe

$$N = f(r) \quad (48)$$

beifügt, so erhält man die für die Lösung dieser Aufgabe notwendigen Bedingungen.

Wir nehmen für tg i eine Reihe von Zahlenwerten an und konstruieren unter Anwendung der Gleichungen (10), (44) und mit der graphischen oder analytischen Beziehung $N = f(r)$ die Kurve

$$\mu \cdot r = f(r, \mathrm{tg}\, i = \text{const.}).$$

Die Abszisse des Schnittpunktes dieser Kurve mit der Geraden, die $\parallel$ zur r-Achse und um

$$a \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{\mathrm{tg}^2 i}}$$

von der letzteren entfernt ist, gibt für jeden tg i den entsprechenden Wert r. Wenn wir ferner die Gleichung (47) benutzen, so finden wir $\frac{d\varphi}{dr}$ als Funktion von r:

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{1}{r} \mathrm{tg}\, i = f(r).$$

Wenn wir dann das graphische Verfahren oder die Interpolationsmethoden anwenden, so erhalten wir die gesuchte Bahn des Strahls ebenso, wie im Fall der ebenen Niveauflächen: $\varphi = f(r)$.

[Anmerkung: Da es nicht möglich ist, die komplizierten Veränderungen der Elemente des magnetischen Erdfeldes in der Brechungsebene zu berücksichtigen, so werden für $\mathfrak{H}_x$, $\mathfrak{H}_r$, $\mathfrak{H}_\psi$ angenähert die Mittelwerte des Komponenten des Felds in der zu behandelnden Ebene benutzt.]

5. Gesamte Absorption des Strahls.

Einer der wichtigsten praktischen Werte, die die Stärke des Empfangsfelds und die Energieabsorption in der leitenden Schicht kennzeichnen, ist die gesamte Absorption des Strahls, die durch das Integral:

$$\gamma = \int \gamma_s \cdot ds, \quad (49)$$

das sich längs seiner Bahn verbreitet, bestimmt wird.

a) Ebene Niveauflächen der Ionenkonzentration.

Für das Descartes'sche Koordinatensystem ist augenscheinlich:

$$\gamma = \int \gamma_s \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dz}\right)^2} \cdot dy. \quad (50)$$

Wenn wir vorher die Bahn des Strahls konstruieren, so haben wir für jedes y entsprechende Werte: z, $\frac{dy}{dz}$ und $\varkappa_s$ (Formeln (10) und (36)) und können somit die Kurve

$$\gamma_s \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{\left(\frac{dy}{dz}\right)^2}} = \frac{\omega}{c} \varkappa_s \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{\left(\frac{dy}{dz}\right)^2}} = f(y)$$

zeichnen; die von der letzteren eingeschlossene Fläche bestimmt die gesamte Absorption des Strahls. Die gesamte Absorption kann auch durch die Flächenberechnung der Kurve ermittelt werden:

$$\frac{\omega}{c} \varkappa_s \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dz}\right)^2} = f(z).$$

b) Sphärische Niveauflächen der Ionenkonzentration.

Im Polarsystem ist

$$\gamma = \int \gamma_s \cdot r \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{\mathrm{tg}^2 i}} \cdot d\varphi$$

oder

$$\gamma = \int \gamma_s \sqrt{1 + \mathrm{tg}^2 i} \cdot dr \quad (51)$$

Dabei ergeben die Kurvenflächen

$$\frac{\omega}{c} \varkappa_s \cdot r \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{\mathrm{tg}^2 i}} = f(\varphi)$$

oder

$$\frac{\omega}{c} \varkappa_s \sqrt{1 + \mathrm{tg}^2 i} = f(r)$$

die gesuchten gesamten Absorptionen.

In derselben Weise erhält man auch die gesamte Phasenveränderung der Welle längs der Bahn des Strahls:

$$\beta = \int \beta_s \cdot ds = \frac{\omega}{c} \cdot \int \mu_s \cdot ds. \quad (52)$$

6. Form der Bahn.

Das magnetische Feld kann ganz sonderliche Formverzerrungen in der Bahn der elektromagnetischen Welle hervorrufen.

Nehmen wir an, der Brechungsindex μ sei eine abnehmende Funktion nicht nur der Konzentration N, sondern auch des Zenithwinkels i, was in Wirklichkeit auch der Fall ist für eine der beiden Wellen, die sich im magneto-aktiven Medium fortpflanzen:

$$\frac{\partial \mu}{\partial N} < 0 \text{ und } \frac{\partial \mu}{\partial i} < 0.$$

Man kann sich leicht davon überzeugen, daß die Konzentrationsänderung bei Uebergang von einem Punkt der Bahn zum anderen, der in der Nähe des ersten liegt, für die ebenen Niveauflächen von der Beziehung

$$\triangle N = -\frac{\mu \cdot \cos i + \frac{\partial \mu}{\partial i} \cdot \sin i}{\frac{\partial \mu}{\partial N} \cdot \sin i} \cdot \triangle i \quad (53)$$

abhängig ist.

Digitized by Google

Daraus folgt, daß für das Gesetz, nach welchem sich die Ionenkonzentration mit der Höhe vergrößert, die Bahn des Strahls eine zunehmende Kurve dort darstellt, wo

$$\operatorname{ctg} i > \left|\frac{\partial \lg \mu}{\partial i}\right| \quad \text{und} \quad i < \frac{\pi}{2};$$

für $\operatorname{ctg} i = -\frac{\partial \lg \mu}{\partial i}$ hat die Kurve einen Rückkehrpunkt; ferner bei $\operatorname{ctg} i < \left|\frac{\partial \lg \mu}{\partial i}\right|$ geht der Strahl sinkend zurück bis zum zweiten Spitzpunkt, in dem die Tangente horizontal ist: $i = \frac{\pi}{2}$; hier ändert der Strahl wieder seine Richtung und bildet, weiter sinkend, den rechten Teil der Bahn, die mit dem linken Teil nicht symmetrisch ist (a in Bild 1).

Es ist auch der Fall einer symmetrischen Kurve möglich (b in Bild 1). Hier muß aber darauf aufmerksam gemacht werden, daß der obere Teil der Bahn des Strahls im Gans'schen kritischen Gebiet liegt,

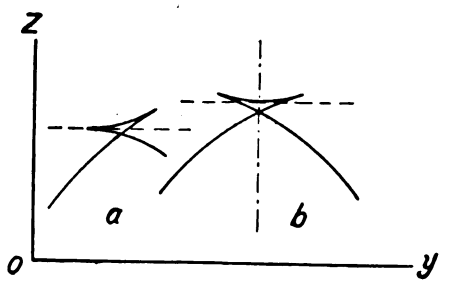


Bild 1.

wo die Gesetze der geometrischen Optik sogar beim Fehlen eines magnetischen Feldes nicht mehr gültig sind. Die wirkliche Gestalt der Bahn in diesem Gebiet mit Berücksichtigung der Wirkung des magnetischen Feldes ist gegenwärtig noch unerforscht.

Die Gleichung (10) bestimmt μ und $\varkappa$ als sehr komplizierte Funktionen der Konzentration. Daher haben auch die Strahlbahnen eine komplizierte Form. Zum Beispiel, wenn die maximale Konzentration der Elektronen in der Heaviside-Schicht genügend groß ist, so ist ein Strahl möglich, der sich zuerst in der Richtung zur Erdoberfläche bis zum Knickungspunkt krümmt; hierauf ändert die Krümmung der Bahn das Vorzeichen, behält das letztere bis zum zweiten Knickungspunkt bei und krümmt sich dann wieder in der ursprünglichen Richtung.

In Wirklichkeit sind solche Bahnen kaum möglich, da in der Nähe des ersten Knickungspunktes das Gebiet des relativen Maximums des Absorptionskoeffizienten liegt, in welchem fast die ganze Wellenenergie absorbiert wird.

7. Meridianeffekt.

Die Wirkung des Neigungswinkels, den die Brechungsfläche des elektromagnetischen Strahls mit dem magnetischen Erdfeld bildet, auf den Fortpflanzungsvorgang und die Unsymmetrie der Bahn werden durch die Formeln (36) und (44), die in Gleichung (10) auftreten, ausgedrückt. Für kurze Wellen ist die Größenordnung dieser Ausdrücke klein im Vergleich mit den übrigen Gliedern der Gleichung (10) und nimmt mit der Wellenlänge zu; bei unveränderlicher Frequenz nimmt sie aber mit der Vergrößerung der Elektronenkonzentration zu. In der Nähe der Magnetpole ist $\mathfrak{H}_y = 0$ und folglich fehlt der Meridianeffekt, wobei die Strahlbahnen symmetrisch sind. In den übrigen Breiten ist (besonders für kurze Wellen) kein starker Meridianeffekt zu erwarten, denn in den mittleren Breiten ist die vertikale Komponente des Magnetfeldes weitaus größer als die horizontale ($\frac{\mathfrak{H}_y}{\mathfrak{H}_z}$ ist klein), und in der Aequatorzone ist die Stärke des Erdfeldes klein ($\mathfrak{H}_z = 0$; $\mathfrak{H}_y$ ist klein).

Die größte Unsymmetrie der Strahlenbahn bei im übrigen gleichen Verhältnissen besteht für die Fortpflanzung in der Ebene des Magnetischen Meridians ($\mathfrak{H}_y$ — Maximum).

Theoretisch muß die Verzerrung der Bahn und der Meridianeffekt in der Gans'schen kritischen Zone groß sein, in den wirklichen Verhältnissen aber ist höchst wahrscheinlich die inhomogene Struktur der ionisierten Schicht für die Bestimmung der Kurvenform des Strahls in dieser Zone ausschlaggebend.

Die wiederholten gründlichen Versuche von Pickard (3, 4—5 und 7—8·10⁶ Hz), sowie die Beobachtungen von A. Meißner ($\lambda \approx 200$ m) haben nachgewiesen, daß der magnetische Meridian auf den Sendevorgang nicht einwirkt.

Die Frage, wie stark das magnetische Erdfeld auf die Fortpflanzung der Wellen wirkt, steht in engem Zusammenhange mit der Struktur der Kennelly-Heaviside-Schicht, worüber wir noch einige Worte sagen wollen.

Wenn wir entsprechend den Angaben von Prof. Appleton u. Prof. Eckersley annehmen, daß die Größenordnung der effektiven Zahl der Zusammenstöße in der Schicht groß ist (10^5 bis 10^7/sec), so erreichen nur diejenigen Strahlen die Empfangseinrichtung ohne großen Energieverlust, die nur wenig in das ionisierte Medium eindringen und in diesem nur kleine Entfernungen zurücklegen. Die Resultate der Refraktionstheorie werden sich angenähert mit den Folgerungen der Reflexionstheorie decken, wobei die Wirkung des magnetischen Feldes nur in der Veränderung des Polarisationszustandes der reflektierten Wellen bestehen wird. Wenn wir aber für die Leitungsschicht das Schema von Hulburt-Heising annehmen, in der die Refraktionszone und die Absorptionszone voneinander getrennt sind und die erstere so hoch liegt, daß die Zahl der Zusammenstöße sehr klein ist ($p = 100$—2500), so kann der Verzerrungseffekt des magnetischen Feldes in allen Beziehungen intensiv sein, denn der Strahl kann tief in das ionisierte Medium ohne bemerkbaren Energieverlust eindringen.

Zum Schluß wollen wir noch bemerken, daß auf die Bewegung der Elektronen in der Leitungsschicht außer dem magnetischen Erdfeld auch noch der magnetische Vektor der elektromagnetischen Welle, dessen Wirkung von uns vernachlässigt worden ist, einen Einfluß ausübt. Das sich daraus ergebende magnetische Feld stört die gegenseitige Verbindung zwischen zwei Punkten der Erdoberfläche.

Digitized by Google

In der neuzeitlichen Literatur kann man einige Fälle finden, die die Annahme rechtfertigen, daß der Sendevorgang nicht umkehrbar ist; jedoch sind bis jetzt noch keine bestimmten Versuche in dieser Richtung ausgeführt worden, und daher ist diese Frage vorläufig noch nicht gelöst.

Zusammenfassung.

1. In diesem Aufsatz sind die Grundzüge der magneto-ionischen Theorie für den allgemeinen Fortpflanzungsfall einer elektromagnetischen Welle in einem homogenen Medium mit beliebigem Neigungswinkel der Wellennormalen zum magnetischen Feld beschrieben.

Außerdem sind Sonderfälle der Wellenausbreitung längs und quer zum magnetischen Feld besprochen.

Insbesondere sind dabei die Zusammenstöße der Elektronen mit Molekülen berücksichtigt worden.

Da die Wellen niedriger und hoher Frequenz sich verschieden verhalten, wurden die Gebiete der langen und kurzen Wellen getrennt, wobei mögliche Vereinfachungen der Formeln für diese Sonderfälle angeführt sind.

2. Den Folgerungen aus der Theorie sind einige Versuchsangaben gegenübergestellt. Eine Reihe von Fällen, die die magneto-ionische Theorie der Sendung bestätigen, wird angeführt.

3. Eine Methode für die Konstruktion der Wellenbahn im magneto-aktiven Medium ist beschrieben. Außerdem ist auch die Berechnung der vollständigen Absorption der elektromagnetischen Wellen längs der Bahnkurve durchgeführt.

Sowohl ebene als auch sphärische Niveauflächen der Ionenkonzentration sind behandelt.

Die beschriebene Methode berücksichtigt den Aenderungseffekt des Neigungswinkels des Strahls zum magnetischen Feld entsprechend seiner Brechung im inhomogenen Medium.

Außerdem ist hier gezeigt, daß die Bildung einer schleifenartigen Form der Bahn in der Nähe ihres Kurvenscheitels möglich ist.

Wie sich unmittelbar aus der Konstruktionsmethode ergibt, verzerrt das magnetische Feld die Symmetrie der Bahn für den allgemeinen Fall der Wellenfortpflanzung, und nur unter besonderen Voraussetzungen kann die Kurve des Strahls die Symmetrie beibehalten.

Dieser Aufsatz enthält eine zusammengefaßte Darstellung meiner Diplomarbeit, die auf Anregung und unter der Leitung von Prof. M. W. Schuleikin, dem ich meinen verbindlichen Dank ausspreche, von mir ausgeführt worden ist.

(Eingegangen am 14. Mai 1930.)

Berechnung der Strahlungscharakteristiken und Strahlungswiderstände von Antennensystemen.

Von **Rudolf Bechmann.**

Mitteilung aus dem Laboratorium der Telefunken-Gesellschaft, Berlin.

Inhaltsübersicht:

Einleitung.
§ 1. Allgemeines über den Strahlungswiderstand.
§ 2. Berechnung des Hertzschen Vektors und der elektrischen und magnetischen Feldstärke für lineare Leiter.
§ 3. Berechnung der Strahlungscharakteristiken von Antennensystemen.
§ 4. Berechnung der Strahlungswiderstände für lineare Leiter und Leitersysteme.
Zusammenfassung.

Einleitung.

Im folgenden wird ein Ueberblick gegeben über die Methoden, die Eigenschaften von linearen elektromagnetischen Strahlern, von Antennen, zu berechnen. Vor allem werden die zur Bündelung der Strahlungsenergie in der heutigen Kurzwellen-Nachrichtentechnik verwendeten Antennen-Kombinations-Systeme betrachtet. Die in erster Linie interessierenden Eigenschaften solcher Systeme sind einerseits die Strahlungscharakteristiken, andererseits die Strahlungswiderstände.

Antennen für lange Wellen, bei denen die Wellenlänge sehr groß im Vergleich mit den Dimensionen der Antennen ist, lassen sich durch einen Hertzschen Dipol darstellen. Sind jedoch die Strahler von der Größenordnung der Wellenlänge, wie dies bei Antennen für mittlere und kurze Wellen der Fall ist, so ist diese Darstellung nur noch für sehr große Entfernungen angenähert richtig, für Entfernungen von der Größenordnung der Wellenlänge versagt sie. Vor allem ist die Stromverteilung längs der Leiter bei diesen nicht konstant. Um zu einer strengen Lösung des Antennenproblems zu gelangen, ist daher der Stromverteilung längs der Strahler Rechnung zu tragen. Das elektrische Feld jedes schwingenden Systems läßt sich einerseits durch eine Entwicklung nach Multipolen darstellen, dessen erstes Glied, das Dipolfeld, die Dimensionen des Strahlers nicht mehr enthält, andererseits läßt sich auch für Systeme mit sinsförmiger Stromverteilung eine geschlossene Darstellung des elektromagnetischen Feldes angeben, die im folgenden näher betrachtet wird.

Der charakteristische Ausdruck für die Strahlung ist der Poyntingsche Vektor, der die vom System ausgestrahlte Energie angibt. Den zeitlichen Mittelwert des Betrages des Poyntingschen Vektors ergibt das Strahlungsdiagramm.

Zur Berechnung der Strahlungsleistung gibt es zwei Methoden. Die eine beruht darauf, den Betrag

Digitized by Google

des Poyntingschen Vektors über eine das strahlende System einschließende Fläche zu summieren. Die andere basiert auf der Lorentzschen Theorie, die gestattet, die Strahlungsdämpfung eines Systems von bewegten elektrischen Ladungen mittels eines Reibungsfeldes in Analogie zur Mechanik durch Einführung einer Selbstkraft längs der Strahler zu berechnen. Dieses Reibungsfeld läßt sich auffassen als ein zusätzliches Glied des Selbstkoeffizienten, das dadurch entsteht, daß die Dimensionen des Leiters von der Größenordnung der Wellenlänge sind und die Ausbreitung des elektrischen Feldes mit Lichtgeschwindigkeit erfolgt. Die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektromagnetischen Feldes bedingt eine Phasenverschiebung zwischen dem elektrischen und dem magnetischen Feld auf dem Leiter. Diese Phasenverschiebung wird durch das zusätzliche Reibungsfeld, dessen Energie die Strahlungsenergie liefert, erzeugt. Beide Methoden sind äquivalent und lassen sich mittels des Gaußschen Satzes ineinander überführen. Die zweite Methode zur Berechnung der Strahlungsleistung erfordert nicht die Kenntnis des Poyntingschen Vektors. Sie ist formal einfacher zu handhaben.

Im folgenden wird zur Berechnung des elektromagnetischen Feldes in bekannter Weise der Hertzsche Vektor zugrunde gelegt; dieser wird für die betrachteten Systeme explizit berechnet. Es ergibt sich ein bisher unbekannter Zusammenhang zwischen dem Strahlungswiderstand eines Systems und dem zeitlichen Mittelwert des Hertzschen Vektors.

§ 1. Allgemeines über den Strahlungswiderstand.

Wir gehen zunächst auf die Darstellung und die Eigenschaften des elektromagnetischen Strahlungsfeldes kurz ein. Dieses ist bestimmt durch die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ und die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$. Die beiden Feldstärken berechnen sich aus den Maxwellschen Gleichungen. Diese lauten im Gaußschen Maßsystem, wenn i die Stromdichte bedeutet:

$$c\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{H} = \varepsilon\frac{\partial\mathfrak{E}}{\partial t} + 4\pi\mathfrak{i}$$
$$c\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{E} = -\mu\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial t}. \qquad (1)$$

Für den Raum außerhalb der Leiter gilt überdies $\mathrm{div}\,\mathfrak{E} = 0$; außerdem setzen wir in diesem die Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 1$ und die Permeabilität $\mu = 1$. Diese Gleichungen werden in bekannter Weise befriedigt durch die Hertzsche Lösung, durch den Hertzschen Vektor $\mathfrak{Z}$. Es gilt

$$\mathfrak{E} = \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\mathfrak{Z} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathfrak{Z}}{\partial t^2} = \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{Z}$$
$$\mathfrak{H} = \frac{1}{c}\,\mathrm{rot}\,\frac{\partial\mathfrak{Z}}{\partial t}. \qquad (2)$$

Ist $\mathfrak{p}$ das elektrische Moment eines schwingenden Leiters, eine Funktion des Ortes und der Zeit, so ist $\mathfrak{Z}$ gegeben durch

$$\mathfrak{Z} = \int\frac{dv}{r}\{\mathfrak{p}\}_{t-\frac{r}{c}}. \qquad (3)$$

Hierin bedeutet dv ein Element von $\mathfrak{p}$, ein Volumenelement des strahlenden Leiters; $\{\mathfrak{p}\}_{t-\frac{r}{c}}$ bedeutet, daß $\mathfrak{p}$ retardiert zu nehmen ist, d. h. es ist darin für die Zeit t die retardierte Zeit $t - \frac{r}{c}$ zu setzen. Die Stromverteilung i auf dem Strahler ergibt sich aus der raumzeitlichen Verteilung des elektrischen Momentes $\mathfrak{p}$ längs des Leiters durch die Beziehung

$$\mathfrak{i} = \frac{\partial\mathfrak{p}}{\partial t}. \qquad (4)$$

Die Integration in Gl. (3) ist über sämtliche strahlenden Leiter zu erstrecken. Sind mehrere Strahler, N an der Zahl, vorhanden und sind ihre Momente $\mathfrak{p}_s$, so gilt für den Hertzschen Vektor Gl. (3)

$$\mathfrak{Z} = \sum_{s=1}^{N}\mathfrak{Z}_s = \sum_{s=1}^{N}\int\frac{dv_s}{r}\{\mathfrak{p}_s\}_{t-\frac{r}{c}}. \qquad (5)$$

Weiter betrachten wir den für das elektromagnetische Strahlungsfeld charakteristischen Vektor, den Poyntingschen Vektor $\mathfrak{S}$. Dieser ist in bekannter Weise definiert durch den Ausdruck:

$$\mathfrak{S} = \frac{c}{4\pi}[\mathfrak{E}, \mathfrak{H}]. \qquad (6)$$

Ist σ eine sämtliche strahlenden Elemente einschließende Fläche, so ist die durch diese Fläche gehende gsamte Strahlung S gegeben durch den Ausdruck:

$$S = \int_\sigma d\sigma\,\mathfrak{S}_n. \qquad (7)$$

Dabei bedeutet $\mathfrak{S}_n$ die Normalkomponente von $\mathfrak{S}$ auf dieser Fläche. Mittels des Gaußschen Satzes läßt sich das Oberflächenintegral über die Fläche σ überführen in ein Volumenintegral, erstreckt über sämtliche Elemente der strahlenden Leiter. Es ist

$$S = \int_\sigma d\sigma\,\mathfrak{S}_n = \int_v dv\,\mathrm{div}\,\mathfrak{S}. \qquad (8)$$

Der Integrant auf der rechten Seite von (8) läßt sich in bekannter Weise umformen. Wir erhalten dafür:

$$\mathrm{div}\,\mathfrak{S} = \frac{c}{4\pi}\,\mathrm{div}\,[\mathfrak{E}, \mathfrak{H}] = \frac{c}{4\pi}\left\{(\mathfrak{H}\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{E}) - (\mathfrak{E}\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{H})\right\}. \qquad (9)$$

Durch Berücksichtigung der Maxwellschen Gleichungen (1) erhält man für (9):

$$\mathrm{div}\,\mathfrak{S} = -(\mathfrak{E}\mathfrak{i}) - \frac{1}{8\pi}\frac{\partial}{\partial t}(\mathfrak{E}^2 + \mathfrak{H}^2). \qquad (10)$$

Das zweite Glied auf der rechten Seite in Gl. (10) stellt die Aenderung der Gesamtenergie dar. Wir machen nun die Voraussetzung, daß sämtliche betrachteten Ströme sich darstellen als Produkt eines räumlichen und zeitlichen Anteiles, wobei der zeitliche Anteil harmonisch sei. Unter dieser Annahme verschwindet das zweite Glied in (10). Wir erhalten demzufolge für die Gesamtstrahlung gemäß Gl. (8) und (10):

$$S = \int_\sigma d\sigma\,\mathfrak{S}_n = -\int_v dv(\mathfrak{E}\mathfrak{i}) = -\int_v dv\left(\mathfrak{E}\frac{\partial\mathfrak{p}}{\partial t}\right). \qquad (11)$$

Betrachten wir wieder ein System von Leitern, so ist in (8) bzw. in (11) die Integration v über sämtliche strahlende Elemente dv zu erstrecken, ferner sind für die dabei auftretenden Feldstärken die resultiertenden Feldstärken des Gesamtsystems einzuführen, die sich

Digitized by Google

aus dem durch Gl. (5) definierten Hertzschen Vektor berechnen. Demzufolge erhält man für (11), wenn wir die vom r-ten Strahlen am Ort des s-ten Strahlers erzeugte elektrische Feldstärke mit $\mathfrak{E}_{rs}$ bezeichnen,

$$S = -\sum_{s=1}^{N} \int_{v_s} \Big(\sum_{r=1}^{N} \mathfrak{E}_{rs}\, \mathfrak{i}_s\Big)\, dv_s\,. \tag{12}$$

Wir machen für das betrachtete System die nicht einschränkende Annahme, daß die einzelnen Leiter untereinander parallel in Richtung der Z-Achse angeordnet seien. Auf die Verteilung des Stromes längs dieser Leiter sei weiter unten eingegangen. Wir setzen jedoch, die Lösung vorwegnehmend, für die Stromverteilung auf den betrachteten Leitern entsprechend der früheren Bemerkung

$$\mathfrak{i}_s = A_s\, \psi_s(z_s)\, e^{-ivt}; \quad A_s = |A_s|\, e^{i\chi_s}. \tag{13}$$

Die Amplitude A_s ist eine komplexe Größe mit dem Betrag $|A_s|$ und dem Phasenwinkel χ_s. Der Ausdruck $\psi_s(z_s)$ ist die Funktion der Stromverteilung. Wir ziehen in (12) die Amplituden von $\mathfrak{i}_s$ und $\mathfrak{E}_{rs}$ heraus und setzen:

$$\mathfrak{E}_{rs} = E_{rs}\, e^{-ivt} = A E_{rs}'\, e^{-ivt}. \tag{14}$$

Zur Abkürzung führen wir durch die Gleichung:

$$U_{rs} = -\int_{z_s} (E_{rs}'\, \psi_S)\, dz_s \tag{15}$$

einen Koeffizienten U_{rs} ein. Durch Berücksichtigung von (14) und (15) in (12) erhält man für den Ausdruck der Strahlungsleistung pro Zeiteinheit, d. h. für den zeitlichen Mittelwert $\bar{S}$, wenn man berücksichtigt, daß A und U_{rs} komplexe Größen sind,

$$\bar{S} = \mathfrak{Re}\left\{\sum_{s=1}^{N}\sum_{r=1}^{N} \frac{1}{2}\, \tilde{A}_s\, A_r\, U_{rs}\right\}. \tag{16}$$

Hierin bedeutet $\tilde{A}_s$ den konjugiert-komplexen Wert von A_s. Das Glied $\frac{1}{2}\, A_s\, \tilde{A}_s\, U_{ss}$ stellt die Strahlungsleistung, $\frac{1}{2}\, A_s\, \tilde{A}_s$ das Quadrat der effektiven Stromamplitude, U_{ss} den Strahlungswiderstand des s-ten Leiters dar, falls dieser allein vorhanden wäre. Der Ausdruck (16) gibt die Gesamtstrahlungsleistung des betrachteten Systems an. Insbesondere bedeuten die in (16) auftretenden Glieder $\frac{1}{2}\, A_r \tilde{A}_s\, U_{rs}$ die Wechselwirkung der Strahler. Dieses stellt die Strahlungskopplung zwischen dem r-ten und dem s-ten Strahler dar.

Die eigentliche die Strahlungsverhältnisse bestimmende Größe ist die Verteilung des elektrischen Stromes i längs des Leiters. Wir betrachten zunächst einen einzigen geraden Leiter von der Länge l, der in Richtung der Z-Achse gelegen sei. Wird dieser durch eine äußere elektromotorische Kraft erregt, so ist der Schwingungsvorgang auf dem Leiter gegeben durch die Lösung der Differentialgleichung für die Komponente $\mathfrak{i}_z = \mathfrak{i}$, während $\mathfrak{i}_x = 0$ und $\mathfrak{i}_y = 0$ ist:

$$L\frac{\partial^2 \mathfrak{i}}{\partial t^2} + R\frac{\partial \mathfrak{i}}{\partial t} - \frac{1}{C}\cdot\frac{\partial^2 \mathfrak{i}}{\partial z^2} = \frac{\partial E}{\partial t}. \tag{17}$$

C und L sind die verteilte Kapazität und Selbstinduktion pro Längeneinheit. R bedeutet den verteilten Strahlungswiderstand pro Längenheit, der zunächst als unbekannte Größe eingeführt sei, dessen Gesamtwert R für den betrachteten Leiter, der allein interessiert, im folgenden bestimmt wird. E ist die auf den Leiter wirkende Anregungsspannung. Der ohmsche Widerstand der Leiter sei vernachlässigt. Außerdem bestehen für den Leiter noch Randbedingungen. Im allgemeinen Fall ist die Stromverteilung auf dem Leiter gegeben durch eine Reihendarstellung nach Eigenfunktionen der homogenen Gleichung (17), d. h. der Gleichung (17) für $R = 0$ und $E = 0$. Wir nehmen im folgenden an, daß die Frequenz der erregenden Schwingung mit der einer Eigenschwingung

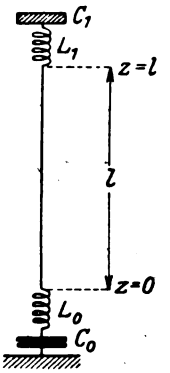


Bild 1.
Schema einer beschwerten Antenne.

des Leiters übereinstimmt, so daß wir uns auf ein einziges Glied in der Reihe beschränken können. Wir betrachten zunächst die homogene Gleichung (17), also die Gleichung:

$$L\frac{\partial^2 \mathfrak{i}}{\partial t^2} - \frac{1}{C}\cdot\frac{\partial^2 \mathfrak{i}}{\partial z^2} = 0. \tag{18}$$

Eine Gleichung von derselben Form gilt für die Verteilung des Potentials v längs des Leiters. Zwischen v und i gelten die Beziehungen:

$$L\frac{\partial \mathfrak{i}}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0; \quad C\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial \mathfrak{i}}{\partial z} = 0, \tag{18a}$$

ein Gleichungssystem, das mit (18) identisch ist. Zur Gleichung (18) kommen noch die Randbedingungen. Die Enden des Leiters seien

$$z = z_0 \text{ und } z = z_1 = z_0 + l.$$

Sind die Enden des Leiters frei, so gelten die Randbedingungen:

$$\mathfrak{i}(z_0) = 0; \quad \mathfrak{i}(z_1) = 0. \tag{19}$$

Sind die Enden durch Kapazität und Selbstinduktion in allgemeiner Weise beschwert und sind C_0, L_0 bzw. C_1, L_1 die Kapazität und Selbstinduktion am unteren bzw. oberen Ende (Bild 1), so gelten die Randbedingungen[1])

$$\text{für } z = z_0 \quad v = -\frac{1}{C_0}\int_0^t \mathfrak{i}\, dt - L_0\frac{\partial \mathfrak{i}}{\partial t}.$$

$$\text{für } z = z_1 \quad v = \frac{1}{C_1}\int_0^t \mathfrak{i}\, dt + L_1\frac{\partial \mathfrak{i}}{\partial t}. \tag{20}$$

[1]) B. van der Pol, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **13**, 217, 1918. K. W. Wagner, Arch. f. Elektr. **8**, 145, 1919.

Digitized by Google

Die Form der Lösung von Gleichung (18) wurde im Ausdruck (13) vorweggenommen. Im Fall der Randbedingungen (19) lauten die Lösungen von (18), wenn $z_0 = 0$ und $z_1 = l$ gesetzt ist:

$$\mathfrak{i} = A \sin kz\, e^{-ivt}; \quad k = \frac{\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{n\pi}{l}, \tag{21}$$

wobei A die Stromamplitude bedeutet. Im Fall der Beschwerung an den Enden, also unter Annahme der Randbedingungen (20), gilt für die Stromverteilung längs des Leiters, wenn wieder $z_0 = 0$ und $z_1 = l$ gesetzt wird,

$$\mathfrak{i} = A \cos(kz - \beta)\, e^{-ivt}. \tag{22}$$

Zur Abkürzung sei für das obere Ende des Leiters $kl = \Theta$ eingeführt. Die durch die Randbedingungen gegebenen Größen Θ und β bestimmen sich durch die Gleichungen:

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{C}{C_1\Theta} - \frac{L_1\Theta}{L},$$

$$\operatorname{tg}\Theta = \frac{\left(\frac{C}{C_0\Theta} - \frac{L_0\Theta}{L}\right) + \left(\frac{C}{C_1\Theta} - \frac{L_1\Theta}{L}\right)}{1 - \left(\frac{C}{C_0\Theta} - \frac{L_0\Theta}{L}\right)\left(\frac{C}{C_1\Theta} - \frac{L_1\Theta}{L}\right)}. \tag{23}$$

Dabei bedeutet $C = \bar{C}l$ und $L = \bar{L}l$. Man erhält eine unendliche Zahl von Lösungen für Θ, deren jede einer natürlichen Wellenlänge der beschwerten Antenne entspricht.

In bekannter Weise ist der stationäre Anteil der Lösung von (17), der nach den früheren Voraussetzungen allein betrachtet wird, proportional dem Entwicklungskoeffizienten, der gebildet ist aus den auf den Leiter wirkenden elektrischen Kräften E über die durch das Randwertproblem bestimmte Verteilung ψ von (18). Die auf den Leiter wirkenden Kräfte sind einerseits die äußere elektromotorische Kraft, die auf ihn wirken muß, um den Beharrungszustand aufrecht zu erhalten. Diese ist durch eine Anregungsbedingung gegeben. Die Anregung kann punktförmig an dem Leiter angreifen und durch Einführung eines Zusatzgliedes in den Randbedingungen berücksichtigt werden. Zur Vereinfachung nehmen wir eine über den Leiter verteilte Anregung E_s an. Der Entwicklungskoeffizient der Anregung sei V_s (der Index s bedeutet, daß der betrachtete Leiter die Ordnungszahl s besitze). Im Falle mehrerer Leiter, die sämtlich als gleichartig vorausgesetzt seien, kommen noch die auf den betrachteten Leiter von den anderen herrührenden Kopplungskräfte E_{rs} hinzu. Diese entsprechend gebildeten Entwicklungskoeffizienten sind gerade die durch Gl. (15) eingeführten Koeffizienten U_{rs}, multipliziert mit den Stromamplituden A_r. Diesen Kräften wird andererseits durch die Selbstkraft, d. h. die Resultierende der Kräfte, mit denen die verschiedenen infinitesimalen Elemente des Leiters aufeinanderwirken, das Gleichgewicht gehalten. Der Entwicklungskoeffizient der Selbstkraft ist der in (15) eingeführte Ausdruck $A_s U_{ss}$. Der Koeffizient U_{ss} stellt den Strahlungswiderstand des betrachteten Leiters dar, falls dieser allein vorhanden ist.

Bei dem System von N Strahlern, die alle gleichartig vorausgesetzt seien, ist noch auf die Größe der Amplituden A_s einzugehen. Wir setzen wie früher voraus, daß sämtliche Leiter in Schwingungen derselben Frequenz erregt und auf diese Frequenz abgestimmt seien. Es ist ein System von N Gleichungen der Form (17) zu lösen. Auf ein näheres Eingehen auf die Lösung sei hier verzichtet. Man erhält, wenn man nach dem obigen für den Entwicklungskoeffizienten der Selbstkraft $A_s U_{ss}$, für die Entwicklungskoeffizienten der Kopplungskräfte die Ausdrücke $A_r U_{rs}$ einführt, das Gleichungssystem:

$$\sum_{r=1}^{N} U_{rs} A_r = -V_s, \quad (s = 1, 2 \ldots N).$$

Darin sind zwei Gruppen von N Parametern, einerseits die Koeffizienten V_s der anregenden elektromotorischen Kräfte E_s, andererseits die Stromamplituden A_s enthalten. Man kann einerseits den Stromamplituden beliebige Werte vorschreiben, wodurch die Strahlungsleistung nach Gl. (16) bestimmt ist. Andererseits können auch die Anregungsspannungen beliebig gewählt werden. Die entsprechenden Stromamplituden bestimmen sich durch Auflösung des Gleichungssystems (24). Die Stromamplituden A_s erhält man also aus

$$A_s = \frac{\Delta_s}{\Delta}, \tag{25}$$

wobei

$$\Delta = \begin{vmatrix} U_{11} & U_{12} & \ldots & U_{1N} \\ U_{21} & U_{22} & \ldots & U_{2N} \\ \vdots & & & \\ U_{N1} & U_{N2} & & U_{NN} \end{vmatrix}. \tag{25a}$$

bedeutet, d. h. die Determinante, gebildet aus den Koeffizienten U_{rs}. Die Δ_s sind Determinanten, die aus der Determinante (25a) durch Ersetzen der s-ten Spalte durch die rechte Seite von (24) hervorgehen.

Die Gesamtstrahlungsleistung bestimmt sich durch den Ausdruck (16)

$$\bar{S} = \Re\mathrm{e}\left\{\sum_{s=1}^{N}\sum_{r=1}^{N} \frac{1}{2}\tilde{A}_s A_r U_{rs}\right\},$$

wofür wir auch schreiben können:

$$\bar{S} = \Re\mathrm{e}\left\{\sum_{s=1}^{N} \frac{|A_s|^2}{2} \sum_{r=1}^{N} \frac{A_r}{A_s} U_{rs}\right\}. \tag{26}$$

Die zweite Summe stellt den Strahlungswiderstand des s-ten Leiters R_s dar. Dieser ist gegeben durch

$$R_s = \Re\mathrm{e}\left\{\sum_{r=1}^{N} \frac{A_r}{A_s} U_{rs}\right\}. \tag{27}$$

Wir betrachten nun noch zwei spezielle Fälle. Zunächst nehmen wir an, daß sämtliche Stromamplituden A_s gleiche Werte besitzen, dadurch erhält man für (16) bzw. (26):

$$\bar{S} = \frac{|A|^2}{2} \Re\mathrm{e}\left\{\sum_{r=1}^{N}\sum_{s=1}^{N} U_{rs}\right\}, \tag{26a}$$

wobei A die entsprechende Stromamplitude bedeutet. Der resultierende Strahlungswiderstand des Gesamtsystems R_{res} ist dann gegeben durch den Ausdruck:

$$R_{res} = \Re\mathrm{e}\left\{\sum_{r=1}^{N}\sum_{s=1}^{N} U_{rs}\right\} \tag{28}$$

Weiterhin nehmen wir an, daß sämtliche Anregungsspannungen gleiche Werte besitzen. Dadurch erhält

Digitized by Google

man für den Strahlungswiderstand des s-ten Leiters:

$$R_s = \Re e\left\{\sum_{r=1}^{N} \frac{\Delta_r}{\Delta_s} U_{rs}\right\} \tag{27a}$$

Nach einem Satz über Minoren von Determinanten erhält man daraus leicht, wenn wir für die gemeinschaftliche Anregungsspannung den Wert 1 setzen,

$$R_s = \Re e\left\{\frac{\Delta}{\Delta_s}\right\}. \tag{27b}$$

Die Einführung eines resultierenden Strahlungswiderstandes hat hier keine Bedeutung. Das Gesetz (26a) und (28) für den Strahlungswiderstand von gleichartigen Strahlern, die sämtliche die gleiche Stromamplitude besitzen, wurde zuerst in dieser Form von A. Pistolkors[2]) angegeben. Dort sind auch die Ausdrücke der Koeffizienten U_{rs} für Leiter, die ein Vielfaches der Wellenlänge sind, angegeben und teilweise numerisch berechnet. Der allgemeine Ausdruck für die Strahlungsleistung wurde vom Verfasser[3]) angegeben. Im § 4 werden die Koeffizienten U_{rs} in einfacher und allgemeiner Weise für beliebige Stromverteilungen auf den Leitern berechnet.

§ 2. Berechnung des Hertzschen Vektors und der elektrischen und magnetischen Feldstärken.

Im vorigen Paragraphen haben wir einen Ueberblick gegeben über die beiden Berechnungsmöglichkeiten für die Strahlungsleistung. Wir gehen in diesem Paragraphen dazu über, den Hertzschen Vektor sowie die Feldstärken für gegebene Systeme explizit darzustellen, um die Ausdrücke für die Strahlungswiderstände und Strahlungscharakteristiken bilden zu können.

Wir berechnen zunächst den Hertzschen Vektor $\mathfrak{Z}$ für einen linearen Leiter von der Länge l, der in der Z-Achse gelegen sei und dessen Stromverteilung i gemäß der Lösung von Gleichung (18) gegeben sei durch den Ausdruck:

$$\begin{aligned} i_x = 0;\ i_y = 0;\ i_z &= A\cos(kz_0 - \beta)\, e^{-ivt} \\ &= A\,\psi(z_0)\, e^{-ivt}, \end{aligned} \tag{29}$$

bzw. dessen Verteilung des elekrischen Momentes $\mathfrak{p}$ gegeben sei durch

$$\begin{aligned} \mathfrak{p}_x = 0;\ \mathfrak{p}_y = 0;\ \mathfrak{p}_z &= p(z_0)\, e^{-ivt} \\ &= P\cos(kz_0 - \beta)\, e^{-ivt}. \end{aligned} \tag{29a}$$

Dabei bedeutet $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\nu}{c}$, λ die Wellenlänge, ν die Frequenz der erregenden Schwingung, c ist die Lichtgeschwindigkeit, $i = \sqrt{-1}$, β ist eine durch die Beschwerung an den Enden bestimmte Konstante. A ist die Stromamplitude, P die Amplitude des Momentes. Zwischen diesen besteht nach Gl. (4) die Beziehung:

$$P = \frac{i}{\nu} A$$

Die Grenzen des Leiters seien z_{0_1} und $z_{0_2} = z_{0_1} + l$. Nach Gl. (3) erhält man für den Hertzschen Vektor, für dessen Z-Komponente $\mathfrak{Z}_z = \Pi e^{-ivt}$ gesetzt sei, während entsprechend dem Ansatz (29) $\mathfrak{Z}_x = 0$; $\mathfrak{Z}_y = 0$ ist,

$$\Pi = \int \frac{dz_0}{r} e^{ikr} p(z_0) = P\int_{z_{01}}^{z_{02}} \frac{e^{ikr}}{r} \cos(kz_0 - \beta)\, dz_0. \tag{30}$$

Dabei ist dz_0 ein Element des Leiter,

$$r = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2} = \sqrt{\varrho^2 + (z-z_0)^2}$$

bedeutet den Abstand des betrachteten Elementes $(x_0\, y_0\, z_0)$ des Strahlers vom Aufpunkt (x, y, z). Für (30) läßt sich schreiben:

$$\Pi = P\left[\frac{e^{-i\beta}}{2}\int_{z_{01}}^{z_{02}} \frac{e^{ik(r+z_0)}}{r}\, dz_0 + \frac{e^{i\beta}}{2}\int_{z_{01}}^{z_{02}} \frac{e^{ik(r-z_0)}}{r}\, dz_0\right] \tag{31}$$

Diese beiden Integrale lassen sich geschlossen ausführen. Wir betrachten die beiden Ausdrücke:

$$J_1 = \int_{z_{01}}^{z_{02}} \frac{e^{ik(r+z_0)}}{r}\, dz_0;\quad J_2 = \int_{z_{01}}^{z_{02}} \frac{e^{ik(r-z_0)}}{r}\, dz_0. \tag{32}$$

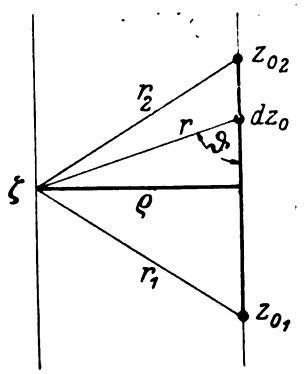


Bild 2.

Diese Integrale lassen sich mittels der Substitutionen (Bild 2)

$$\begin{aligned} r &= \frac{\varrho}{\sin\vartheta};\quad (z - z_0) = \varrho\cot\vartheta; \\ dz_0 &= \frac{\varrho\, d\vartheta}{\sin^2\vartheta} \end{aligned} \tag{33}$$

wie folgt umformen:

$$J_1 = e^{ikz}\int \frac{e^{ik\varrho\,\mathrm{tg}\frac{\vartheta}{2}}}{\sin\vartheta}\, d\vartheta;\quad J_2 = e^{-ikz}\int \frac{e^{ik\varrho\cot\frac{\vartheta}{2}}}{\sin\vartheta}\, d\vartheta. \tag{34}$$

Es ist

$$\frac{d\vartheta}{\sin\vartheta} = \frac{d\,\mathrm{tg}\frac{\vartheta}{2}}{\mathrm{tg}\frac{\vartheta}{2}} = -\frac{d\cot\frac{\vartheta}{2}}{\cot\frac{\vartheta}{2}};$$

mittels der Substitutionen:

$$\varrho\,\mathrm{tg}\frac{\vartheta}{2} = u \quad \text{bzw.} \quad \varrho\cot\frac{\vartheta}{2} = u'$$

erhält man für (32):

$$J_1 = e^{ikz}\int_{u_1}^{u_2} \frac{e^{iku}}{u}\, du;\quad J_2 = -e^{-ikz}\int_{u_1'}^{u_2'} \frac{e^{iku'}}{u'}\, du'; \tag{35}$$

[2]) A. Pistolkors, Proc. Inst. Radio Eng. 17, 562, 1929.
[3]) R. Bechmann, Ann. d. Phys. 4, 829, 1930.

Digitized by Google

Nun ist:

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}=\sqrt{1+\operatorname{cotg}^2\alpha}-\operatorname{cotg}\alpha$$
$$\operatorname{cotg}\frac{\alpha}{2}=\sqrt{1+\operatorname{cotg}^2\alpha}+\operatorname{cotg}\alpha. \qquad (36)$$

Demzufolge lauten die Grenzen der beiden Integrale:

$$u_1=\sqrt{\varrho^2+(z-z_{01})^2}-(z-z_{01})$$
$$u_1'=\sqrt{\varrho^2+(z-z_{01})^2}+(z-z_{01})$$
$$u_2=\sqrt{\varrho^2+(z-z_{02})^2}-(z-z_{02}) \qquad (37)$$
$$u_2'=\sqrt{\varrho^2+(z-z_{02})^2}+(z-z_{02})$$

Wir erhalten also für (32)

$$J_1=e^{ikz}\{Ei(iku_2)-Ei(iku_1)\}$$
$$J_2=-e^{-ikz}\{Ei(iku_2')-Ei(iku_1')\} \qquad (38)$$

mit den Werten (37). Die darin auftretende Funktion $Ei\,(ix)$ ist der Integrallogarithmus mit rein imaginärem Argument.

Für diesen gilt:

$$Ei(ix)=Ci(x)+iSi(x) \qquad (39)$$

wobei $Ci\,(x)$ und $Si\,(x)$ den Integralcosinus und Integralsinus bedeuten.

Unter Anwendung dieser eben betrachteten Entwicklung ergibt sich für die Z-Komponente des Hertzschen Vektors Π, für (30)

$$\Pi=\frac{P}{2}\Big[e^{i(kz-\beta)}\{Ei(iku_2)-Ei(iku_1)\}$$
$$-e^{-i(kz-\beta)}\{Ei(iku_2')-Ei(iku_1')\}\Big] \qquad (40)$$

mit den Ausdrücken

$$u_2=\sqrt{\varrho^2+(z-z_{02})^2}-(z-z_{02})=r_2-(z-z_{02})$$
$$u_1=\sqrt{\varrho^2+(z-z_{01})^2}-(z-z_{01})=r_1-(z-z_{01})$$
$$u_2'=\sqrt{\varrho^2+(z-z_{02})^2}+(z-z_{02})=r_2+(z-z_{02}) \qquad (40a)$$
$$u_1'=\sqrt{\varrho^2+(z-z_{01})^2}+(z-z_{01})=r_1+(z-z_{01})$$

Für ein System von parallelen Leitern stellt sich der resultierende Hertzsche Vektor dar durch eine Summe von Ausdrücken von der Form (40), wobei die Werte r_1 und r_2 in (40 a) der Anordnung entsprechend zu wählen sind.

Wir bilden nun die Komponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärken. Diese berechnen sich aus Π gemäß Gl. (2). Unter Zugrundelegung eines Zylinder-Koordinatensystems ϱ; φ; z erhält man durch Ausführung der Vektor-Operationen für die Komponenten des elektrischen Feldes E_ϱ; E_φ; E_z wenn man setzt:

$$\mathfrak{E}=Ee^{-ivt}$$

$$E_z=-\left\{\frac{e^{ikr}}{r}\frac{d}{dz_0}p(z_0)\Big]_{z_{01}}^{z_{02}}+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{e^{ikr}}{r}\right)p(z_0)\Big]_{z_{01}}^{z_{02}}\right\} \qquad (41)$$

$$E_\varrho=\left\{\frac{e^{ikr}}{r}\frac{z-z_0}{\varrho}\frac{d}{dz_0}p(z_0)\Big]_{z_{01}}^{z_{02}}+\frac{1}{\varrho}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{e^{ikr}}{r}(z-z_0)\right)p(z_0)\Big]_{z_{01}}^{z_{02}}\right\}$$

$$E\varphi=0$$

Für die E_ϑ-Komponente eines Kugelkoordinatensystems R, φ, ϑ, erhält man, wobei jedoch gemischte Koordinaten verwendet seien:

$$E_\vartheta=-\frac{1}{\sin\vartheta}\left\{\frac{e^{ikr}}{r}\left(1-\frac{z_0}{R}\cos\vartheta\right)\frac{d}{dz_0}p(z_0)\Big]_{z_{01}}^{z_{02}}\right. \qquad (41a)$$
$$\left.+\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{e^{ikr}}{r}(R\cos\vartheta-z_0)\right)p(z_0)\Big]_{z_{01}}^{z_{02}}\right\}$$

hierin ist bei der Bildung der Differenz r und z_0 den Grenzen gemäß zu wählen.

Für die Komponenten des magnetischen Feldes H_ϱ; H_φ; H_z ergibt sich, wenn man setzt $\mathfrak{H}=He^{-ivt}$

$$H_z=0;\quad H_\varrho=0 \qquad (42)$$
$$H_\varphi=-\left\{\frac{e^{ikr}}{\varrho}\frac{d}{dz_0}p(z_0)\Big]_{z_{01}}^{z_{02}}+\frac{1}{\varrho}\frac{\partial}{\partial z}(e^{ikr})p(z_0)\Big]_{z_{01}}^{z_{02}}\right\}$$

Die Schreibweise in (41), (41a) und (42) bedeutet, daß sich die Ausdrücke für die Komponenten von E und H formal darstellen lassen als Differenzausdrücke für die Grenzen der Leiter. Es ist also für jedes Glied in (41) und (42) jeweils die Differenz der Ausdrücke zu bilden, die sich für $z_0=z_{02}$ und $z_0=z_{01}$ ergeben. In (41) und (42) ist unter $p\,(z_0)$ die durch (29) bzw. (29a) eingeführte Verteilung gesetzt. Diese Ausdrücke sind jedoch allgemeiner und gelten für beliebige Verteilungen, sofern diese durch eine Sinusfunktion gegeben sind.

Wir betrachten speziell einen Leiter von der Länge l, der ein Vielfaches der halben Wellenlänge der erregenden Schwingungen ist. Für diesen gilt also $l=\frac{n\lambda}{2}$, $n=1, 2, 3\ldots$ Dieser ist durch seine Länge auf die erregende Schwingung abgestimmt. Eine Beschwerung an den Enden fällt fort. Die Grenzen des Leiters seien $z_{01}=0$ und $z_{02}=l$. Die Verteilung des Stromes bzw. des Momentes sei gegeben durch $\psi\,(z_0)=\sin k\,z_0$, wobei $k=\frac{n\pi}{l}$ bedeutet. An den Enden des Leiters besitzt die Verteilung den Wert Null. Dementsprechend fallen in (41), (41a) und (42) jeweils die zweiten Glieder fort. Man erhält also für das elektrische Feld

$$E_z=-Pk\left[\frac{e^{ikr_2}}{r_2}\cos n\pi-\frac{e^{ikr_1}}{r_1}\right]$$
$$E_\varrho=Pk\left[\frac{e^{ikr_2}}{r_2}\frac{z-l}{\varrho}\cos n\pi-\frac{e^{ikr_1}}{r_1}\frac{z}{\varrho}\right] \qquad (43)$$
$$E_\varphi=0,$$

bzw.

$$E_\vartheta=\frac{Pk}{\sin\vartheta}\left[\frac{e^{ikr_2}}{r_2}\left(1-\frac{l}{R}\cos\vartheta\right)\cos n\pi-\frac{e^{ikr_1}}{r_1}\right]; \qquad (43a)$$

für das magnetische Feld

$$H_z=0;\quad H_\varrho=0$$
$$H_\varphi=-Pk\left[\frac{e^{ikr_2}}{\varrho}\cos n\pi-\frac{e^{ikr_1}}{\varrho}\right] \qquad (44)$$

Für ein System von parallelen Leitern ergeben sich die resultierenden Feldstärken aus dem resultierenden Hertzschen Vektor. Es treten dabei Summen

Digitized by Google

über Ausdrücke von der Form (41), (41a) und (42) auf, wobei die Werte für r bzw. r_1 und r_2 durch die räumliche Anordnung der Leiter bedingt sind. Die dort verschwindenden Komponenten von E und H sind jedoch in dem allgemeineren Fall von Null verschieden. Doch sei auf ihre Ableitung hier nicht eingegangen, da wir sie im folgenden nicht gebrauchen.

Solange die Entfernungen von der Größenordnung der Wellenlänge sind, lassen sich diese Summationen nicht geschlossen ausführen. Für Entfernungen, die sehr groß gegenüber der Wellenlänge sind, läßt sich jedoch r in eine Taylorsche Reihe entwickeln, deren Glieder erster Ordnung allein zu berücksichtigen sind. Die dabei auftretenden Ausdrücke lassen sich summieren. Wir führen die Summationen in dem folgenden Paragraphen aus, um die Richtcharakteristiken von Antennenkombinationen zu berechnen.

(Eingegangen am 6. August 1930.)

(Schluß folgt).

Phasenmodulation.

Von **W. Loest**, Berlin.

Inhaltsübersicht.

1. Einleitung.
2. Prinzip der Phasenmodulation.
3. Analytische Untersuchung der Phasenmodulation.
4. Zusammenfassung.

1. Einleitung.

Für die Modulation der Trägerwelle von Telephoniesendern spielt bei der bereits herrschenden Wellenknappheit die durch die Modulation bedingte Frequenzbandbreite eine wichtige Rolle, da sie bestimmend für den Frequenzabstand der einzelnen Sender ist. In dem Bestreben, die Senderfrequenzbandbreite zu verringern, um eine größere Zahl von Sendern im gleichen Frequenzbereich unterbringen zu können, hat man deshalb vorgeschlagen, statt der üblichen Amplitudenmodulation die Frequenzmodulation anzuwenden. Diesem Vorschlag lag die Annahme zugrunde, daß die Frequenzbandbreite bei der Frequenzmodulation allein durch den Betrag bestimmt wird, um den die Frequenz der Trägerwelle im Takte der niederfrequenten Modulationsschwingung um ihre Nullage verschoben wird.

Die Untersuchungen von Carson[1]), Salinger[2]) Roder[3]) und van der Pol[4]) haben jedoch gezeigt, daß die eben skizzierte Auffassung über die Vorgänge bei der Frequenzmodulation nicht richtig ist und daß bei ihr ebenfalls Seitenbänder auftreten, die sich beiderseits der Trägerfrequenz in Abständen anordnen, die gleich der Modulationsfrequenz sind. Der Betrag der Verschiebung dagegen geht in die Bandbreite überhaupt nicht ein. Er spielt aber eine Rolle für die Größe der Amplituden der auftretenden Seitenlinien des Frequenzlinienspektrums, da er in die von van der Pol mit „Modulationsindex m" bezeichnete Größe eingeht.

Es ist nun noch eine dritte Modulationsart möglich und bekannt, nämlich die Phasenmodulation, die anscheinend eine Verschmälerung des Senderfrequenzbandes ergibt. Die folgenden Untersuchungen werden jedoch zeigen, daß bei ihr die gleichen Verhältnisse auftreten wie bei der Frequenzmodulation.

[1]) J. R. Carson, Proc. Inst. Radio Eng., **10**, S. 57, 1922.
[2]) H. Salinger, Elektr. Nachr. Techn. **6**, S. 299, 1929.
[3]) H. Roder, Telefunkenzeitung, **53**, S. 48, 1929.
[4]) B. van der Pol, Tijdschrift v. h. Nederlandsche Radiogenootschap, **4**, 57, 1929; Ref. in ds. Z. **36**, 67, 1930.

2. Prinzip der Phasenmodulation.

Das Wesen der Phasenmodulation besteht darin, daß in einem Schwingungskreis, der Sender- oder Empfangskreis sein kann, zwei Wellen gleicher Frequenz überlagert werden und daß die Phasen der Wellen gegeneinander um einen gewissen Betrag im Takte der Modulationsschwingung verschoben werden. Im Ueberlagerungskreis resultiert dann bei statischer Betrachtung der Verhältnisse eine amplitudenmodulierte Welle von der Frequenz der überlagerten

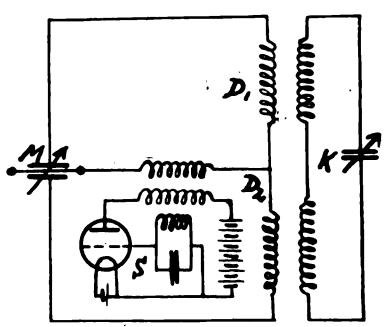


Bild 1.

Wellen, wenn man voraussetzt, daß die Abstimmung der Schwingungskreise, in der die Phasenverschiebung vorgenommen wird, durch die Betätigung der Modulationseinrichtungen nicht geändert wird.

Zwei grundsätzlich mögliche Phasenmodulationsschaltungen sind in den Bildern 1 und 3 dargestellt.

In Bild 1 werden zwei differential zueinander geschaltete Kreise D_1 und D_2 von dem gemeinsamen Sender S erregt. Sie sind so abgeglichen, daß die Phasen der Schwingungen in beiden Kreisen gegeneinander um 180° verschoben sind, so daß im Ueberlagerungskreis K beide Wellen sich aufheben. Wird das Doppelkondensatormikrophon M besprochen, so werden die Phasen der Schwingungen in beiden Kreisen gleichzeitig in entgegengesetzter Richtung zueinander verschoben und im Ueberlagerungskreis K treten dann Amplitudenschwankungen entsprechend der relativen Phasendifferenzänderung zwischen den überlagerten Wellen auf.

Bild 2 zeigt die Verhältnisse im Ueberlagerungskreis. 1 und 2 sind die um 180° gegeneinander verschobenen Wellenzüge, wenn nicht moduliert wird. Wird die Phase der Welle 1 um $+90°$ und die der Welle 2 um $-90°$ verschoben, so fallen beide Wellen im

Digitized by Google

Wellenzug 3 zusammen und die Superposition ergibt die Welle 4. Man sieht ohne weiteres, daß für alle kleineren Phasenverschiebungen aus den Wellen 1 und 2 stets eine Welle 4 resultiert, deren Maximalamplitude zwischen Null und der Summe der Maximalamplituden der beiden überlagerten Wellen liegt.

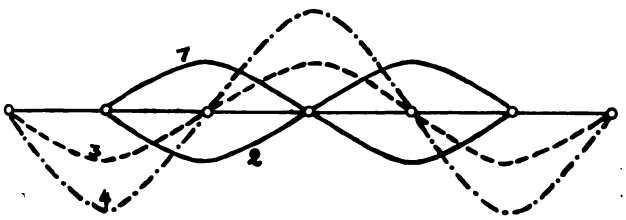


Bild 2.

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse, wenn der Ueberlagerungskreis nicht von zwei Differenzkreisen gespeist wird, sondern von zwei getrennten Sendern beliebiger Phase, und wenn nur die Phase der einen Senderwelle relativ zur anderen verschoben wird, wie dies bei der Anordnung des Bildes 3 der Fall ist. Hier

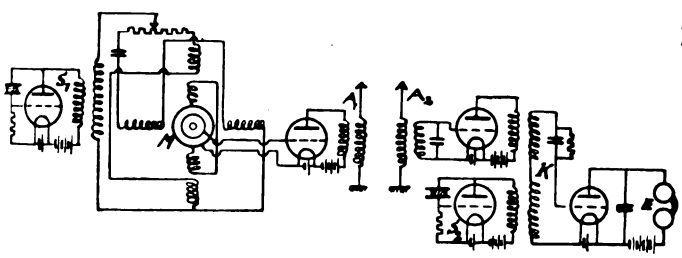


Bild 3.

befindet sich auf der Senderseite nur der konstante Sender S_1 mit der Phasenmodulationseinrichtung M, deren Einrichtung hier nicht weiter interessiert. Bei Betrieb sendet also die Antenne A_1 die vom Sender S_1 erzeugte Trägerwelle aus, deren Phase niederfrequent verschoben wird. Auf der Empfangsseite gelangt die so modulierte Trägerwelle in den Ueberlagerungskreis K, wo sie sich mit der vom Hilfssender S_2 erzeugten Trägerfrequenz, die gleich der Frequenz des Senders S_1 ist, überlagert. Als Resultat ergibt sich im Empfangskreis E wieder die oben skizzierte Amplitudenschwankung, und es fragt sich nur, ob damit alle Vorgänge restlos erfaßt sind.

3. Analytische Untersuchung der Phasenmodulation.

Die Klärung der Frage ergibt sich an Hand der folgenden analytischen Untersuchungen. Die Trägerwelle sei gegeben durch die Funktion

$$i = f(t) = a \sin \omega t \qquad (1)$$

in der a die Amplitude und $\omega = 2\pi\nu$ die Kreisfrequenz der Trägerfrequenz ν bedeutet. Die Phase der Schwingung soll nun um einen bestimmten Winkelbetrag $\pm\varphi$ mit der Frequenz μ schwanken, so daß wir unter Berücksichtigung, daß $\Omega = 2\pi\mu$ die Kreisfrequenz der Modulationsfrequenz μ ist, ansetzen können.

$$i = f(t) = a \sin(\omega t + \varphi \sin \Omega t) \qquad (2)$$

Es steht nichts im Wege, die Schwankung des Winkels C durch die cosinus-Funktion auszudrücken. Der hierdurch bedingte Unterschied gegenüber der Gleichung (2) besteht lediglich in der durch die cosinus-Funktion bedingten Phasendifferenz von 90° gegenüber der sinus-Funktion. Er ist ohne Belang, da es für die folgende Untersuchung gleichgültig ist, welche Phase die Modulationsfrequenz μ besitzt. Der Ansatz der Gleichung (2) wurde gewählt, weil er sofort den Anschluß an die Salinger'schen Rechnungen für die Frequenzmodulation bringt. Es zeigt sich nämlich, daß die Zeit-Funktion der Gleichung (2), abgesehen von den Konstanten, identisch ist mit der von Salinger durch eine Zwischenrechnung erhaltenen Gleichung (16) (1. c.) für die Frequenzmodulation. Allein aus dieser Tatsache folgt schon, daß die Frequenzmodulation und die Phasenmodulation wesentlich gleiche Erscheinungen zeitigen müssen. Aus der Gleichung (2) folgt im engsten Anschluß an die Rechnungen von Salinger

$$i = f(t) = a\left\{\sin\omega t \cdot \cos(\varphi \cdot \sin\Omega t) + \cos\omega t \cdot \sin(\varphi \cdot \sin\Omega t)\right\}$$

$$i = f(t) = a \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathfrak{J}_n(\varphi) \sin(\omega + n\Omega)t \qquad (3)$$

Die Gleichung (3) ist also die Fourier'sche Zerlegung der Gleichung (2), und es bedeutet $\mathfrak{J}_n(\varphi)$ die Bessel'sche Funktion erster Art von der Ordnung n. Diese Gleichung veranschaulicht das Auftreten der Seitenfrequenzbänder mit der Frequenz $(\omega + n\Omega)$ und es ergibt sich eindeutig, daß auch bei der Phasenmodulation Seitenbänder auftreten, die beiderseits der Trägerfrequenz in Abständen liegen, die gleich der Modulationsfrequenz sind. Zum Unterschied gegenüber der Frequenzmodulation ist jedoch der „Modulationsindex" $m = \varphi$ nicht von der Modulationsfrequenz, sondern allein von der Größe der Phasenverschiebung φ abhängig.

4. Zusammenfassung.

Es wird das Prinzip der Phasenmodulation erläutert und der analytische Ansatz hierfür aufgestellt. Die Fouriersche Zerlegung ergibt, daß Phasenmodulation und Frequenzmodulation wesensgleich sind und daß alle Folgerungen, die von Carson, Salinger, Roder und van der Pol für die Frequenzmodulation gezogen worden sind, auch für die Phasenmodulation gelten. Im besonderen zeigt sich, daß der mathematische Ansatz für die Phasenmodulation identisch ist mit dem von Salinger für Frequenzmodulation durch eine Zwischenrechnung erhaltenen Ansatz.

Auch bei der Phasenmodulation ergeben sich also diskrete Seitenbänder beiderseits der Trägerfrequenz, deren Abstände untereinander gleich der Modulationsfrequenz sind. Von der Erzeugung einer einzigen amplitudenmodulierten Frequenz im Ueberlagerungskreis kann bei der Phasenmodulation keine Rede sein.

Analog den Betrachtungen bei van der Pol über den „Modulationsindex m", der für die Phasenmodulation nur von der Phasenverschiebung φ abhängt, ergibt sich, daß für kleine Phasenverschiebungen $\varphi = m$ das Spektrum praktisch aus einer Trägerwelle ω und zwei Nebenfrequenzen $\omega \pm \Omega$ besteht, während für größere Schwankungen von φ mehr Seitenfrequenzen zum Vorschein kommen. Für kleine φ ergibt

Digitized by Google

also die Phasenmodulation dasselbe Resultat wie die Amplitudenmodulation unabhängig von der Größe der Modulationsfrequenz und wie die Frequenzmodulation für große Modulationsfrequenzen.

Bei den Betrachtungen wurde ausdrücklich vorausgesetzt, daß die Phasenverschiebung im Modulationskreis ohne Aenderung seiner Abstimmung, also ohne Aenderung seiner Eigenfrequenz möglich sein sollte. Wird also beispielsweise die Phasenverschiebung im Modulationskreis durch geringe Aenderungen einer variablen Kapazität erzielt, so sind die hierdurch bedingten Frequenzänderungen außerdem noch zu berücksichtigen.

(Eingegangen am 3. Juli 1930.)

Ein kapazitiver Spannungsteiler mit Lastausgleich und seine Anwendungen.

Von **Kurt Schlesinger**, Berlin.

Mitteilung aus dem Laboratorium M. v. Ardenne.

Inhaltsübersicht.

I. Die Aufgaben eines Meßreglers.
II. Die Schaltung des kompensierten Reglers.
III. Technische Ausführung.
IV. Eichung.
V. Anwendungen des Reglers.
Zusammenfassung.

I. Die Aufgaben eines Meßreglers.

Spannungsteiler oder „Regler" sind in der Hochfrequenz-Meßtechnik insbesondere in Verbindung mit Verstärkern unentbehrliche Geräte. Die Hauptaufgabe derartiger Spannungsuntersetzungen besteht in der Erzeugung sehr kleiner Normalspannungen aus bequem meßbaren Generatorspannungen. Im Hinblick auf die speziellen Anwendungen solcher kleinen Spannungen bei der Messung von Verstärkungsgraden, Resonanzeffekten und Empfängerempfindlichkeiten sowie andererseits bei der Benutzung der Regler zur quantitativen Lautstärkereglung in Empfängern resultieren eine Reihe besonderer Anforderungen, welche im folgenden aufgezählt seien[1]):

1. Frequenzunabhängigkeit der Spannungsteiler.
2. Großer Untersetzungsbereich.
3. Geringe Anfangsuntersetzung.
4. Stetige Regelbarkeit.
5. Konstanz der Generator-Belastung.

Das rein kapazitive System, das weiter unten beschrieben ist, hat den Vorzug, wenigstens für das gesamte Gebiet der technisch vorkommenden Hoch- und Mittelfrequenzen alle fünf Forderungen gleichzeitig zu erfüllen. Es ist insbesondere vollständig frequenzunabhängig zwischen etwa 10^7 und 10^4 Hertz herzustellen. Es wird nach der niederfrequenten Seite hin erst dann frequenzabhängig, wenn die Leitfähigkeit der Isolation vergleichbar wird mit der kapazitiven Leitfähigkeit. Da man jedoch Isolationen von 10^{10} Ohm noch aufrecht erhalten kann, so tritt selbst bei den kleinsten Teilkapazitäten von etwa 0,01 cm diese Abhängigkeit erst bei Frequenzen unter 10^4 Hertz ein. Die kurzwellige Grenze für die Frequenzinvarianz hat ihren Grund erstens darin, daß sich Feldverdrängung auf den Kondensatorplatten auswirkt und die statische Kapazität auf die dynamische reduziert, und zweitens in der Induktivität der Zuleitungen. Ersteres tritt, wie die Rechnung zeigt[2]), erst bei Frequenzen in der Größenordnung 10^9 Hertz auf, ist also belanglos. Die Induktanz ωL ist andererseits auch erst bei so kurzen Wellen schädlich, bei denen die kapazitiven Widerstände in die Größenordnung von 1 Ohm kommen. Verwendet man Kapazitäten von nicht über 2000 cm, so umschließt auch diese Grenze bereits das Gebiet der kommerziellen Kurzwellentechnik.

Der Untersetzungsbereich des kapazitiven Teilers kann durch Anwendung von Abschirmungen auf 1 : 15 000 gebracht werden und zwar bei stetiger Regelbarkeit. Die Abmessungen bleiben dabei klein und handlich, wenn die bewegliche Belegung als Rotor ausgeführt wird. Die Forderung nach einer geringen Anfangsuntersetzung bestimmt die Größe der maximal erforderlichen Uebertragungskapazität, da die Belastungskapazitäten durch die Forderung einer gegen die angeschlossenen Instrumente großen Kapazität praktisch festgelegt sind. Rechnet man mit 1000 cm Belastung, so erhält man für die Uebertragungskapazitäten bei Anfangsschwächung 1 : 10 das Intervall von etwa 100 bis 0,01 cm. So kleine Kapazitätsminima sind offenbar nur durch Abschirmung der benachbarten Belegungen herzustellen. — Ein Nachteil des kapazitiven Teilers ist der Einfluß, den die Kapazität der auf der Verbraucherseite angeschlossenen Apparate auf die Untersetzung hat. Man kann diesen Einfluß jedoch bei der Messung leicht ermitteln, indem man den kapazitiven Teiler durch Einstellung auf konstanten Ausschlag des Indikatorinstrumentes an der Ausgangsseite direkt zur Messung der fraglichen Verbraucherkapazität benutzt. Andererseits kann man, wenn diese bekannt ist, das wahre Uebersetzungsverhältnis sofort aus der Eichkurve der Leerlaufuntersetzung umrechnen. — Die Möglichkeit, die Generatorbelastung konstant zu halten, bietet sich beim ohmschen Teiler von selbst. Beim kapazitiven wird sie erst nach der Einführung einer besonderen Ausgleichsbelastung nach Art des Differentialkondensators erreicht, welche bei dem vorstehenden Meßregler zur Anwendung gekommen ist. Diese Maßnahme ist jedoch für Meßzwecke unerläßlich, da nur dann die Eichkurve die Ausgangsspannungen eindeutig bestimmt.

[1]) Siehe auch: M v. Ardenne, Verstärkermeßtechnik, Berlin 1928, S. 37—47.

[2]) F. Ollendorf, Grundlagen der Hochfrequenztechnik, Berlin 1926, S. 50.

Digitized by Google

II. Die Schaltung des kompensierten Reglers.

Bild 1 zeigt schematisch den kapazitiven Spannungsteiler in der Schaltung. Man erkennt einen Rotor mit zwei Elektrodenplatten 1 und 2, welcher sich gegenüber einem Statorsystem verdreht, das ebenfalls aus zwei Platten 3 und 4 sowie einer feststehenden Schneide S zwischen denselben besteht.

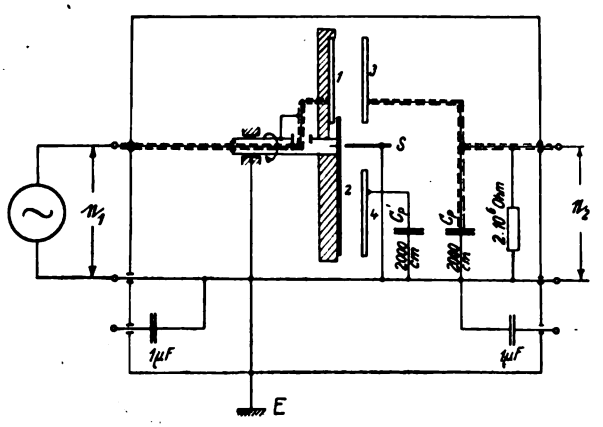


Bild 1.
Prinzipschema des stetig veränderlichen Hochfrequenzspannungsteilers mit Lastausgleich.

Das absolute Untersetzungsverhältnis ist durch die Teilkapazität c_{13} und die Parallelkapazität C_p durch die Beziehung:

$$\ddot{u} = \frac{c_{13}}{C_p + c_{13}}$$

definiert. C_p ist durch die Forderung festgelegt, daß es in erster Näherung groß gegen angeschaltete Aufbaukapazitäten sei, damit eine Korrektur von $\ddot{u}$ zunächst unnötig wird. Wählt man demnach $C_p = 2000$ cm, womit bei Aufbaukapazitäten bis zu 100 cm höchstens 5 % Fehler gemacht werden, so führt die Forderung nach einem möglichst kleinen $\ddot{u}_0$ (s. Abschnitt 1, 3) zu einer nutzbaren Teilkapazität C_{13} von ca. 100 cm. Nun soll aber der Bereich der Untersetzung ca. 1 : 10 000 sein. Daraus folgen Minimalkapazitäten von 0,01 cm zwischen den Platten 1 und 3. So geringe Kapazitäten lassen sich, wie schon erwähnt, nur unter Verwendung abschirmender Zwischenbelegungen herstellen.

Die Erdplatte 2 und der Schirm S dienen diesem Zwecke. Je näher der Schirm S an den Rotor 2 herangebracht wird, um so kleiner wird der Streufluß von 1 nach 3 in der Minimalstellung, in welcher die mit dem Generator verbundene Platte 1 der Ausgleichplatte 4 gegenübersteht. Der Abstand S—2 ist sehr kritisch und die Konstruktion des Reglers muß so präzise sein, daß an dieser Stelle Abstände von etwa 0,1 mm völlig reproduzierbar hergestellt werden. Dann findet aber das Durchlaufen des Regulierbereiches bei der Drehung sehr schnell bis zu diesem Minimum hin statt. Durch die Platte 2 wird nämlich, wenn 1 sich von 3 wegbewegt, die Kapazität C_p kontinuierlich um die Kapazität C_{23} vermehrt, so daß das Untersetzungsverhältnis schneller abnimmt als die Teilkapazität C_{13} allein. — Es ist selbstverständlich, daß die Zuleitungen zu den Platten 1 und 3 abzuschirmen sind, da sonst leicht die Teilkapazität zwischen den Leitungen größer werden kann, als die Minima von C_{13}. Die Abschirmung geschieht durch Rohr (und nicht durch Gewebe), damit sie auch bei Niederfrequenz wirkt.

Auch die Zuleitungen zum angeschlossenen Generator bzw. Verbraucher müssen bei Präzisionsmessungen metallisch abgeschirmt werden. An sich ist durch die räumliche Entfernung der beiden Klemmbuchsen am Reglerkasten (s. Bild 6) die Möglichkeit gegeben, bei getrennter Aufstellung die störende Teilkapazität genügend klein zu halten. Bei Präzisionsmessungen hingegen ist es zweckmäßig, bei der Anwendung von Abschirmungen auch deren Erdkapazität zu messen und zu C_p hinzuzufügen, um das wahre $\ddot{u}$ zu erhalten.

Aus Bild 1 ist auch noch die Schaltung des Kompensationszweiges ersichtlich. Das Ziel der Kompensation ist die Konstanz der primärseitigen Erdkapazität. Diese setzt sich aus der Summe der Teilkapazitäten C_{13}, C_{12} und C_{14} zusammen. Die Platte 4 ist nur zu dem Zwecke eingeführt, um den Kapazitätsverlust gegenüber 3 auszugleichen; sie ist entsprechend über einen Kondensator $C_p' = C_p$ mit Erde verbunden.

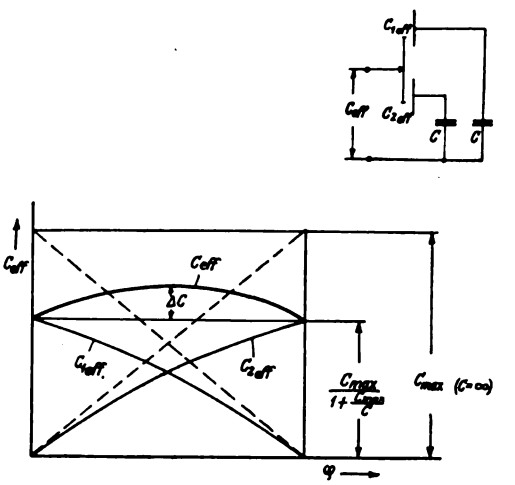


Bild 2.
Der natürliche Fehler des kapazitiven Lastausgleiches.

Bild 2 zeigt, daß trotz dieser Kompensation ein gewisser, natürlicher Fehler bestehen bleibt. $c_{1\,eff}$ und $c_{2\,eff}$ bezeichnen die resultierenden Kapazitäten zwischen Rotorplatte 1 und Erde über die beiden Ausgleichszweige in ihrer Abhängigkeit vom Drehwinkel. Nur bei Kurzschluß ($C_p = \infty$) bleibt diese Kapazitätssumme konstant. Im vorliegenden Falle jedoch ist die resultierende Kapazität in der Mittelstellung des Rotors am größten. Die Inkonstanz ΔC hat folgenden Wert:

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{c_{max}}{2 \cdot C_p}$$

Nur wenn der Regler primärseitig parallel zu einem Resonanzkreis, liegt, kann dieser Fehler, welcher bei den gegebenen Daten ca. 2 % beträgt, durch die vergrößernde Wirkung der Flankensteilheit der Resonanzkurve unliebsam verstärkt werden. In diesem Falle bietet sich durch eine kapazitive Vorbelastung des Generators ein Ausweg. In allen Fällen jedoch, in denen die Primärseite des Reglers nicht in scharf resonierende Systeme eingeschlossen ist, ist eine Inkonstanz der Senderspannung ausgeschlossen.

Digitized by Google

Bild 3 zeigt die Schaltung eines Universalreglers mit veränderlicher Belastung. Durch einen zweipoligen Walzenumschalter können der Ausgangsseite Kapazitätsgrößen in den Kompensationszweig gegelegt werden, wobei gleichzeitig entsprechende Kapazitätsgrößen in den Kompensationszweig einschaltet werden. Die Induktivität des Walzenschalters ist dank einer Spezialausführung stets klein

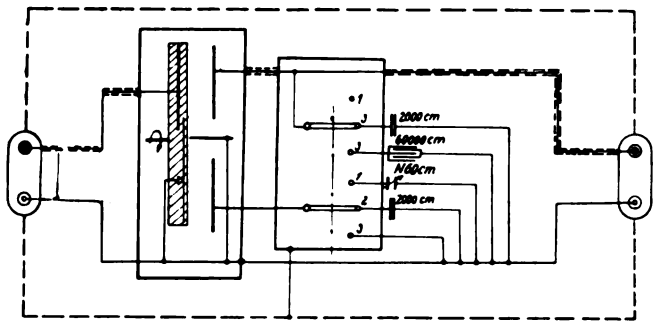


Bild 3.
Schaltung eines Meßreglers mit veränderlicher Belastung. (Universalregler).

gegen das $\frac{1}{\omega C_p}$ der Kondensatoren. Mit diesem Regler können sämtliche in Abschnitt 5 aufgeführten Anwendungen ohne Benutzung von Zusatzkondensatoren ausgeführt werden, während bei der normalen Ausführung von Bild 1 Untersuchungen an Schwingungskreisen oder Benutzung des Reglers als Kopplungsglied in Meßverstärkern Umschaltungen erforderlich machen. In Stellung 3 lassen sich mit diesem Modell Absolutuntersetzungen wie $1 : 10^6$ herstellen, wie sie bei Empfängermeßeinrichtungen gebraucht werden (s. u.).

III. Technische Ausführung des Reglers.

Die Konstruktion eines solchen kompensierten Meßreglers ist durch die physikalischen Gesichtspunkte klar vorgezeichnet. In Bild 4 ist eine Photographie eines Laboratoriumsmodelles wiedergegeben, auf welcher man deutlich die Hartgummischeibe des Rotors sowie die beiden Statorplatten mit der zwischen ihnen angebrachten Schneide erkennt. Die Belegungen auf dem Rotor sind zwei halbkreisförmige Segmente, während die Statorplatten die in Bild 4 ersichtliche ausgeschnittene Form haben. Die Randkurve dieser Platten ist eine logarithmische Spirale, und diese Profilisierung hat den Zweck, ein allzu rapides Anwachsen der Sekundärspannung vom Reglerminimum aus zu verhindern und damit eine bequme Einstellung auch der größten Untersetzungen zu ermöglichen. Sämtliche Isolationen sind in Hartgummi ausgeführt.

Eine neuere Konstruktion, welche serienmäßig hergestellt wird,[3]) zeigt Bild 5. Während das ältere Modell noch zur Vergrößerung der Nutzkapazität C_{13} ein Glimmerdielektrikum verwendete, ist bei dieser Ausführung jedes feste Dielektrikum vermieden worden. Daher wird auch die Kurzwellenverwendbarkeit des Reglers gefördert und man kann mit verlustlosen Kapazitäten rechnen. Gleiches $\ddot{u}_0$ ließ sich jedoch nur durch Verringerung des Abstandes auf 0,2 mm erzielen. Dieser geringe Abstand macht eine sehr präzise Ausführung der Lagerkonstruktion notwendig. Durch Stahlplattenlauflager ist dafür gesorgt, daß die Eichung des Reglers auch nach mehrtausendfacher Drehung des Rotors richtig bleibt. Die Skala ist sehr präzise ausgeführt, zwecks Minimumstellung gegen Achse verdrehbar und mit Nonius versehen.

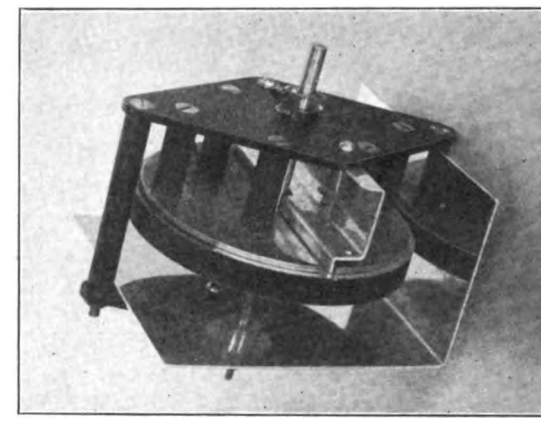


Bild 4.

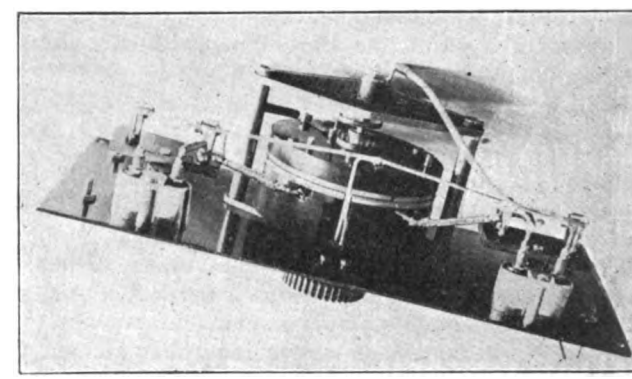


Bild 5.

IV. Die Eichung.

Die Eichung kann nach drei verschiedenen Methoden erfolgen:

1. Mit einem anderen geeichten Spannungsteiler.
2. Durch Mesung der Teilkapazität C_{13} mit Hochfrequenz.
3. In Brückenschaltungen.

Methode 1 wird am einfachsten mit einem ohmschen Spannungsteiler ausgeführt, da ein solcher sehr leicht zu eichen ist, und zwar wird eine Betriebswelle gewählt, bei welcher die statischen Werte des Ohmteilers noch exakt gelten, während andererseits die Blindwiderstände im Meßregler noch genügend klein gegen etwaige ohmsche Parallelwiderstände sind. Man schaltet einfach den Normalteiler mit dem zu messenden in Serie und reguliert ersteren stufenweise, letzteren kontinuierlich so lange, bis bei konstant bleibender Senderspannung (Kontrolle!) die Ausgangsspannung denselben Wert erlangt.

Methode 2 ist mit der Methode zur Messung von sehr kleinen Teilkapazitäten, z. B. Röhrenkapazitäten,

[3]) Laboratorium von Ardenne.

Digitized by Google

identisch. An sich kann jede derartige Methode zur Bestimmung von Kapazitäten bis zu 0,001 cm herunter angewandt werden. Besonders geeignet ist die Methode von Klotz[4]) (Substitutionsmethode). Sie gestattet die Bestimmung von Kapazitäten bis zu 0,001 cm unter Voraussetzung eines Meßsenders genügend hoher Spannung und hat den Vorteil vor Methode 1, daß die Messung auch bei hohen Frequenzen vorgenommen werden kann. Bild 6 zeigt das Ergebnis einer solchen kapazitiven Eichung an Hand einer Untersetzungskurve eines solchen Reglermodelles. Die maximale Untersetzung ist 1 : 15 000; die Anfangsuntersetzung 1 : 20.

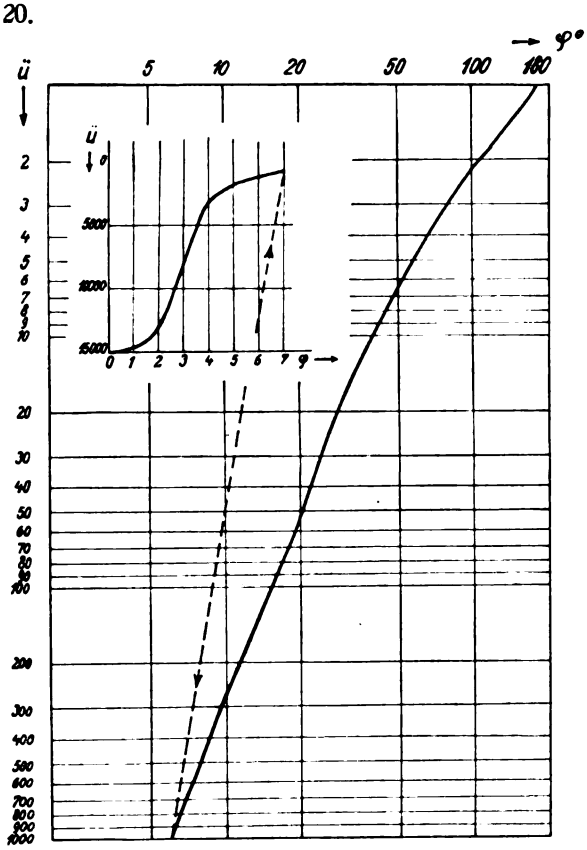


Bild 6.
Typische Eichkurve des Meßreglers.

Methode 3 ist hauptsächlich zur Bestimmung der Anfangsuntersetzung $\ddot{u}_0$ sowie der benachbarten Gebiete der Reglerkurve geeignet, versagt dagegen bei den sehr kleinen Untersetzungen. Sie besteht in der Bildung einer RC-Brücke gemäß Bild 7, indem zwischen Eingangs- und Ausgangsklemmen des Reglers ein besonderer Widerstandszweig mit Normalen R_1 und R_2 gelegt wird. Die Anfangsuntersetzung entspricht ja einer Teilkapazität C_{13} von ca. 100 cm, so daß die Messung noch bequem mit Niederfrequenz (Summer) auszuführen ist. Nach Einstellung des Brückenminimums findet man das gesuchte $\ddot{u}_0$ direkt aus der Beziehung:

$$\ddot{u}_0 = 1 + \frac{R_1}{R_2}$$ [5])

[4]) E. Klotz: Messung der Kapazität von Schirmgitterröhren, Telefunken-Zeitung 9, S. 34—38, 1928, H. 50.

[5]) Der bequemen Schreibung halber wird im folgenden stets der Nenner des Untersetzungsverhältnisses $\ddot{u}$, eine Zahl > 1 angegeben.

Diese Meßmethode, welche bei sehr kleinen C_{13} versagen muß, kann durch Speisung der Brücke mit Hochfrequenz und Ersatz der R durch Kapazitäten (evtl. anderer Meßregler) auch über den ganzen Bereich zur Eichung benutzt werden.

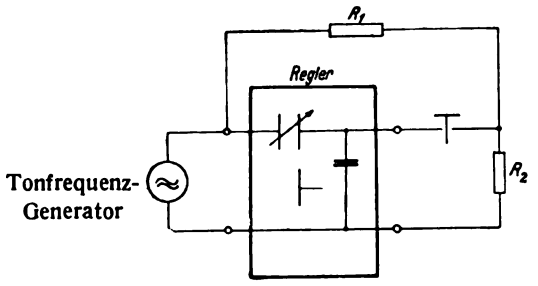


Bild 7.
Bestimmung der Anfangsuntersetzungen mit Normalwiderständen und Niederfrequenz.

V. Einige Anwendungen des Meßreglers.

Der neue Meßregler findet sein Hauptanwendungsgebiet in der Verstärker- und Empfängermeßtechnik. Er erlaubt die Benutzung einfacher kleiner Meßgeneratoren (rückgekoppelte Empfängerröhren) und erspart die Kontrolle der Generatorspannung. Im folgenden werden ohne Anspruch auf Vollständigkeit einige zum Teil nur mit diesem Teiler ausführbare Untersuchungsmethoden mitgeteilt.

1. Verstärkungsmessung.

Besonders einfach gestaltet sich die Messung von Hochfrequenzverstärkern, während bei sehr hohen Niederfrequenzverstärkungen bereits auf die Isolationsverhältnisse geachtet werden muß. Die Messung kann nach zwei Methoden erfolgen:

a) Bei Benutzung eines Meßsenders und H. F.-Indikators, z. B. Röhrenvoltmeters, schaltet man den Regler direkt hinter den Meßsender, so daß man hinter dem Regler die definiert untersetzte Teilspannung abnehmen kann. Die völlige Frequenzunabhängigkeit der Spannungsteilung erlaubt ohne Korrekturen die Verstärkung in dem ganzen Wellenlängenbereich des Hochfrequenzverstärkers zu messen (z. B. auch Kurzwellenverstärkungen). Dieser wird hinter den Regler geschaltet und ausgangsseitig mit einem beliebigen Hochfrequenzindikator, z. B. Detektor oder Röhrenvoltmeter, verbunden. Man stellt den Regler so ein (Drehwinkel φ), daß die Ausgangsspannung gleich der Generatorspannung oder der Reglerausgangsspannung bei seiner $\ddot{u}_0$ Einstellung ist, und hat dann direkt:

$$V = \ddot{u}_0 \cdot \ddot{u}_\varphi \text{ bzw. } V = \ddot{u}_{(\varphi)}$$

b) Ohne Meßsender und Indikator läßt sich ebenfalls eine technische Verstärkungsmessung schnell ausführen (s. Bild 8). Hierzu schaltet man den Regler hinter den Verstärker und gewinnt hinter dem Regler eine Spannung, welche der Verstärkerausgangsspannung stets phasengleich bleibt und den Betrag: $e_1 \cdot \frac{\mathfrak{V}}{\ddot{u}}$ hat, da ja der Regler kompensiert ist und bei seiner Betätigung die Belastung der Verstärkerendstufe unverändert bleibt. Führt man also eine Rückkopplung zum Eingangskreise über einen einfachen

Digitized by Google

Phasenschieber P durch, der seinerseits die Amplitude konstant teilt, so kann man nach Abstimmung der Schwingungskreise im Verstärker auf ihre Betriebswelle λ und Einstellung der günstigsten Bedingungen zur Selbsterregung an R den Betrag der Verstärkung $|\mathfrak{V}|_{(\lambda)}$ und an P einen Winkel ablesen, aus dem sich die Phase von $\mathfrak{V}$ ermitteln läßt.[6])

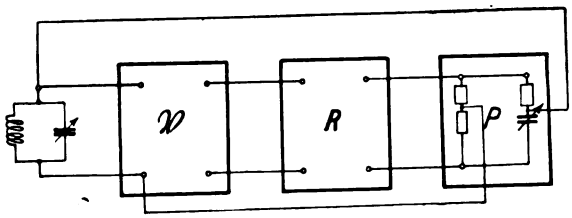


Bild 8.
Messung von Hochfrequenzverstärkungen durch geeichte Rückkopplung.

2. Eichung anderer Regler.

Es ist klar, daß mit dem Meßregler andere Spannungsteiler und ihre Frequenzabhängigkeiten sehr einfach aufgenommen werden können, indem beide Geräte in Serie geschaltet werden und Konstanz der Ausgangsspannung eingestellt wird, welche dabei unter Umständen unter Benutzung eines Verstärkers vor dem Indikator zu messen ist. Dieser Verstärker braucht selbstverständlich nicht quantitativ zu arbeiten. Derartige Eichungen sind sehr leicht auszuführen, da der Meßregler kontinuierlich ist.

3. Messung von Dielektrizitätskonstanten.

Bild 9 zeigt den Regler in einer Schaltung zur Messung der Dielektrizitätskonstanten einer in den

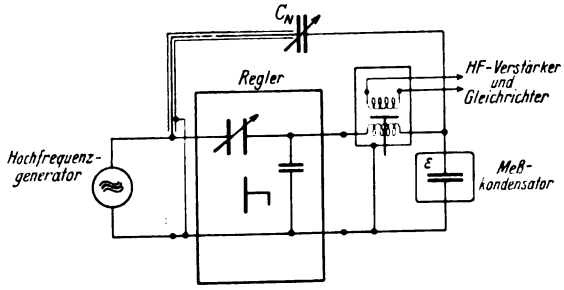


Bild 9.
Anordnung zur Bestimmung von Dielektrizitätskonstanten.

Meßkondensator C_0 eingefüllten Substanz. Dabei braucht die Kapazität dieses Meßgefäßes selbst nicht bekannt zu sein. Man stellt am Ausgleichsneutrodon C_N die Brückennull ein, während das Meßgerät leer ist und der Regler auf größter Durchlässigkeit ($\varphi = 180°$) steht, und beläßt C_N in dieser Lage. Nach Einfüllung der Substanz stellt man nunmehr am Regler die Brückennull ein. Dann läßt sich die Skale des Reglers direkt in ε eichen. Durch Speisung der Brücke mit Hochfrequenz werden Messungen an leitenden Substanzen, durch Variierbarkeit der Frequenz Dispersionsmessungen ermöglicht.[7])

4. Bestimmung der Dämpfung von Schwingungskreisen.

Das Dekrement d von Schwingungskreisen kann mit einer kapazitiven Spannungsteilung sehr bequem nach Schaltung 10 bestimmt werden. Gemessen wird hierbei direkt der Resonanzeffekt $\frac{\pi}{d}$ als das Verhältnis der Spannung e an der Kreisinduktivität L zur erregenden EMK im Kreise. Diese entsteht an der Belastungskapazität C'_p des Reglers, welche in Serie mit dem Kreise geschaltet ist, und ist bekannt, wenn Generatorspannung e_s und Untersetzungsverhältnis $\ddot{u}_{abs}$ bekannt sind. — Ist bei scharfer Abstimmung des Kreises auf die Meßwelle der Regler so eingestellt, daß gerade $|e_s| = |e_L|$ ist, so gilt in jedem Falle genau:

$$\frac{\pi}{d} = \ddot{u}_{abs}$$

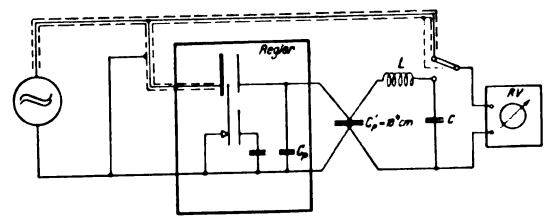


Bild 10.
Dekrementsbestimmung an Schwingungskreisen.

An sich gilt dies für beliebige Kapazitätswerte von C und C'_p; nur um die Verstimmung klein zu halten, wählt man C'_p groß gegen C (ca. 10^4 cm). Im Universalregler ist eine derartige Belastung C'_p bereits vorgesehen. Der Verlustwiderstand dieser Kapzität muß selbstverständlich gegen alle vorkommenden Kreisverluste verschwinden.[8])

5. Messung der Feldstärkenempfindlichkeit von Empfängern.

Bild 11 zeigt eine Anordnung, welche die Hochfrequenzempfindlichkeit eines ganzen Empfängers zu messen erlaubt, wie sie aus seiner Verstärkung und den Resonanzeffekten der Eingangskreise resultiert. Aus den eingetragenen Gleichungen ergibt sich ohne weiteres, sobald $e_s = e_a$ eingestellt ist:

$$\frac{\pi}{d} \cdot V = \ddot{u}$$

Dies ist von großem Werte nicht nur für die Untersuchung des Hochfrequenzteiles von Empfängern, sondern auch für Feldstärkenmeßgeräte, bei denen man sonst gezwungen ist, $\frac{\pi}{d}$ und V einzeln mit den entsprechenden Fehlergrenzen zu ermitteln, und bei der Produktbildung die Fehler addiert.

[6]) S. a. ds. Jahrbuch **35**, S. 60—67, 1930: Phasenverhältnisse und Schwingungseinsatz der Leithäuser-Heegenerschaltung, von v. Ardenne und K. Schlesinger.

[7]) Eine komplette technische Apparatur zur ε-Bestimmung, welche mit Netzanschluß arbeitet, wurde kürzlich im Laboratorium v. Ardenne entwickelt und wird demnächst in der ETZ referiert.

[8]) Näheres über diese Methode und verwandte Messungen erscheint demnächst in der ENT, 1930.

Digitized by Google

6. Technische Prüfung von Rundfunkempfängern.

Eine laufende Betriebskontrolle von Telephonieempfängern kann unter Voraussetzung eines normal (zirka 20%) tonmodulierten Hochfrequenzgenerators

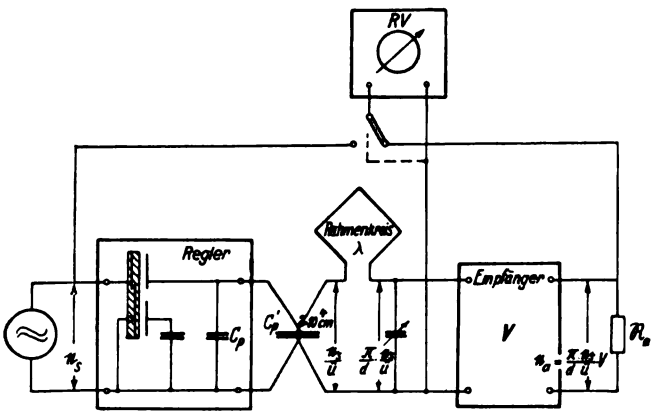


Bild 11.
Anordnung zur Bestimmung der Feldstärkenempfindlichkeit von Fernempfängern.

mit dem Regler durchgeführt werden, indem dessen Ausgangsspannung entweder direkt an den Empfängereingang oder in dessen Schwingungskreis nach Art von Bild 11 eingeführt wird. Ein Indikator zeigt diesmal die hinter dem Niederfrequenzverstärker des Empfängers vorhandene demodulierte Tonfrequenz an, welche bei guten Empfängern nicht unter ein konventionelles Maß sinken darf. Je kleiner die Regleruntersetzung am Eingang bei diesem Maß werden kann, um so empfindlicher ist der Empfänger.

7. Herstellung kleiner Normalkapazitäten.

Ist die Eichkurve des Reglers $\ddot{u}_{(\varphi)}$ und die Belastungskapazität C_p (Bild 1) bekannt, so steht zwischen Eingangs- und Ausgangsklemme des Reglers eine bekannte Teilkapazität $C_{13}=\frac{C_p}{\ddot{u}-1}$ zur Verfügung, welche in den Endstellungen des Reglers in die Größenordnung von etwa 0,001 bis 0,01 cm fällt. Der Regler kann daher als Ersatz der bekannten durch Berechnung geeichten Zylinderkondensatoren bei der Messung kleinster Kapazitäten dienen, z. B. bei der Messung von Röhrenkapazitäten nach der Klotzschen Methode.

Die Messung kleiner Betriebskapazitäten kann auch in der Brückenschaltung von Bild 7 vorgenommen werden, indem man die zu messende Kapazität zwischen die Eingangs- und Ausgangsklemme des Reglers legt, und nach Abschaltung derselben am Regler entsprechend nachdreht (Differenzmethode). Bei sehr kleinen Kapazitäten arbeitet man vorteilhaft mit Hochfrequenz, und ersetzt die R durch Kapazitäten, wobei als Nullinstrument anstelle des in Bild 7 gezeichneten Telephons ein Röhrenvoltmeter treten kann, welches den Vorzug hat, nicht überlastbar zu sein.[9])

[9]) s. Zeitschr. für techn. Phys. 1930/31.

8. Bestimmung von Resonanzwiderständen.

In der gleichen Eigenschaft als kleine Normalkapazität kann der Regler zur Bestimmung von Resonanzwiderständen nach dem Schema von Bild 12 benutzt werden, wobei die Beziehung:

$$R_{res}=\frac{|R_c|}{\sqrt{\left|\frac{e_1}{e_2}\right|^2-1}},\ \text{d. h. für } e_2{}^2=\frac{e_1{}^2}{2}:$$

$$R_{res}=|R_c|=477{,}5\,\frac{\lambda\cdot(\ddot{u}-1)}{C_p}$$

zur Bestimmung von R_{res} aus $\ddot{u}$ ausgenutzt wird. Diese Methode ist überhaupt nur daher möglich, weil der Regler kompensiert ist und daher die Abstimmung des Kreises bei der Messung nicht verändert. Die Einstellung zweier Spannungen $e_2:e_1=1:\sqrt{2}$ kann bei Benutzung ungeeichter Spannungsmesser auch mit dem Regler erfolgen.

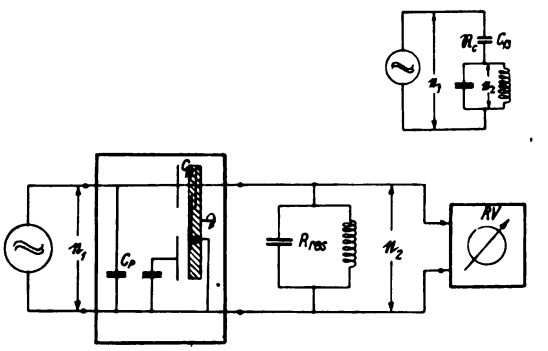


Bild 12.
Bestimmung von Resonanzwiderständen.

8. Anwendungen des Reglers in Empfangsgeräten.

Innerhalb von Verstärkern ermöglicht der Regler eine frequenzunabhängige Empfindlichkeitseinstellung

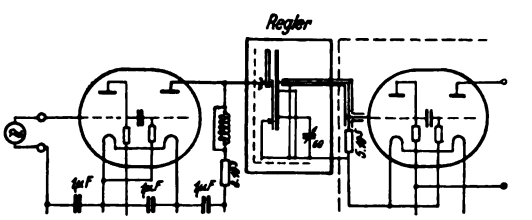


Bild 13.
Der Regler als Kopplungsglied für frequenzunabhängige Verstärkungsregelung bei Meßverstärkern.

des gesamten Verstärkungsgrades. Als Beispiel ist in Bild 13 ein Ausschnitt aus einem modernen Feldstärkemeßgerät nach M. v. Ardenne wiedergegeben, welches infolge des Reglers in dem Wellenbereich zwischen 200 und 600 m einen Amplitudenbereich wie 1 : 15 000 ohne jegliche Frequenzkorrektur überstreicht.[10]) Durch Zuschaltung von Belastungskapazität

[10]) M. v. Ardenne: Über eine neue Feldstärkenmeßeinrichtung, ENT 1930.

[11]) Ohne Lastausgleich, für die Zwecke der Lautstärkenregelung sind Kopplungskapazitäten mit regelbarer Abschirmung von v. Ardenne bei dem Rahmenempfänger der Radio-Loewe eingeführt worden.

Digitized by Google

kann man mühelos noch größere Amplitudenintervalle umfassen. Dank der Kompensation der kapazitiven Eingangsbelastung des Reglers bleibt die Anoden-Erd-Kapazität der angeschlossenen Vorstufe stets konstant und nur daher ist die Verstärkung des eigentlichen Röhrensatzes unabhängig von der Stellung des Kopplungsgliedes.[11]) Der Regler wurde in diesem Gerät in der Ausführung von Bild 4 eingebaut, wobei lediglich die großen Kapazitäten C durch die Gitterkapazität der folgenden Röhre einerseits und ein Kompensationsneutrodon andererseits zu ersetzen waren. In dem Reglermodell von Bild 3 ist für diesen Verwendungszweck die Schaltstellung 1 vorgesehen.

Die Eigenschaft des Lastausgleiches kann natürlich auch zur Herstellung verstimmungsfreier, geeichter Rückkopplungen in Schwingempfängern ausgenutzt werden, z. B. in Form der rein kapazitiven Spannungsteilerschaltung. In dieser Schaltung können z. B. dynamische Steilheiten von Außensteuerröhren gemessen werden. Ferner können geeichte verstimmungsfreie Antennenkopplungen ausgeführt werden. Derartige Anwendungen werden allerdings nur da in Frage kommen, wo Empfänger als geeichte Meßgeräte zur Anwendung kommen, während für normale technische Bedürfnisse einfachere Konstruktionen großenteils ausreichen dürften.

Zusammenfassung.

Ein kapazitiver Spannungsteiler für die Empfängermeßtechnik wird beschrieben. Derselbe ermöglicht durch Verwendung eigenartiger abschirmender Zwischenbelegungen die Herstellung quantitativer Untersetzungen bis zu etwa 1 : 15 000 des Anfangswertes, während Absoluntersetzungen bis 10^6 erzielbar sind. Gleichzeitig ist durch einen besonderen Kompensationszweig dafür gesorgt, daß die durch den Regler dargestellte primärseitige Belastung unabhängig von der Einstellung konstant bleibt. Infolgedessen können schwache Meßsender mit stark lastabhängiger Klemmenspannung unbedenklich verwendet werden.

Die Benutzung des Reglers gestaltet sich infolge der handlichen mechanischen Konstruktion und der Kontinuierlichkeit des Untersetzungsverhältnisses sehr einfach. Als Hauptanwendungen werden angeführt: Verstärkungsmessungen, Bestimmung der Empfindlichkeit von Empfängern, Untersuchung von Schwingungskreisen, Dämpfungsmessungen, ε-Messungen, Eichung anderer Spannungsteiler, Herstellung und Messung kleiner Normalspannungen und Normalkapazitäten, Aufbau von Meßverstärkern mit großem Empfindlichkeitsintervall und eindeutiger Frequenzabhängigkeit u. a. m.

(Eingegangen am 7. Juli 1930.)

Mitteilung aus der Praxis.

Neue Braunsche Röhren mit Wechselstromheizung.

Mitteilung aus dem Laboratorium
Manfred von Ardenne.
Von **Herbert Reibedanz**, Berlin.

In dieser Zeitschrift wurde bereits über eine neue Braunsche Röhre berichtet,[1]) die bei einfacher technischer Handhabung eine photographische Fixierung relativ hoher Strahlgeschwindigkeiten erlaubt. Zu diesen Braunschen Röhren, die in kurzer Zeit eine überraschende Verbreitung gefunden haben, wurden Netzanschlußgeräte entwickelt, welche die Anodenspannung von etwa 2000 Volt und die Spannung für den Wehneltzylinder liefert. Die Heizung der Kathode hatte bisher aus einem Akkumulator zu erfolgen, da bei Wechselstromheizung eine Strahlablenkung mit Ausschlägen bis zu 1 cm erfolgte. Um die Braunsche Röhre als technisches Universalinstrument für Laboratorien und Betriebe nutzbar zu machen, kam es darauf an, auch die Heizung aus dem Lichtnetz zu entnehmen, und damit die gesamte Apparatur weitgehend zu vereinfachen und zu verbilligen. In den neuen Braunschen Röhren und in den neuen Netzanschlußgeräten ist dieses Ziel erreicht.

Bei den hohen Steuerspannungen, die in Braunschen Röhren herrschen, sind die erwähnten Störungen nicht durch den Heizspannungsabfall, sondern durch das die Kathode umgebende Magnetfeld bedingt. Bei den neuen von Ardenneschen Röhren sind diese Störungen nach einem Vorschlage von H. v. Hartel dadurch vermieden, daß die Kathode in Form einer Schleife geführt ist. Eine praktische

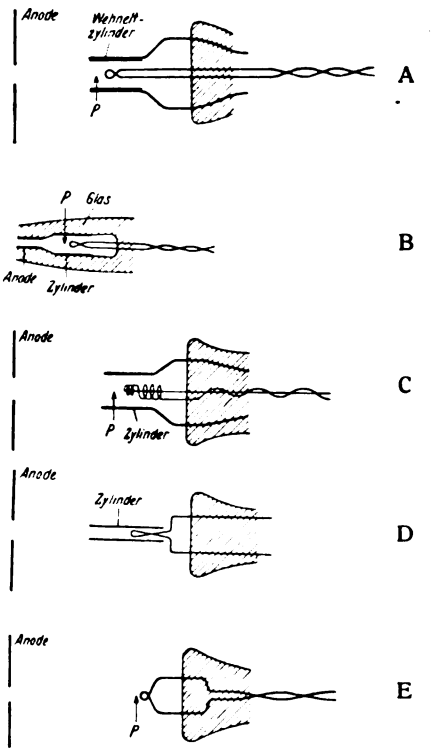


Bild 1.
Einige Kathodenformen für Wechselstromheizung.

Ausführung ist die, daß der Heizfaden zu einer Schleife verdreht wird, etwa in der Form einer nach

[1]) H. v. Hartel, eine neue Braunsche Röhre, ds. Z. 34, 227, 1929.

Digitized by Google

unten offenen Acht. Durch diese oder ähnliche Formgebung der Heizstromführung kann durch das Feld, das von den vorangehenden Strombahnen erzeugt wird, die Wirkung des magnetischen Feldes in der

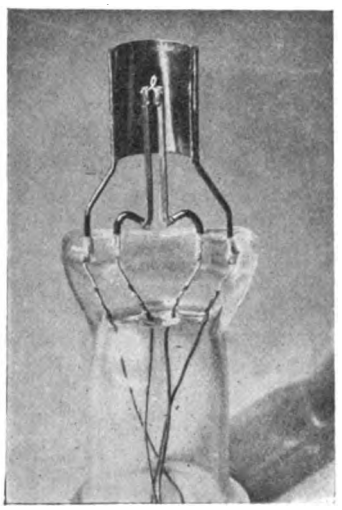


Bild 2.
Ausführung der Kathode für Gleich- und Wechselstromheizung

Nähe der Spitze des Heizfadens gerade aufgehoben werden. Praktisch kommt es darauf an, daß an dem Punkt, oder richtiger, in der Umgebung des Punktes,

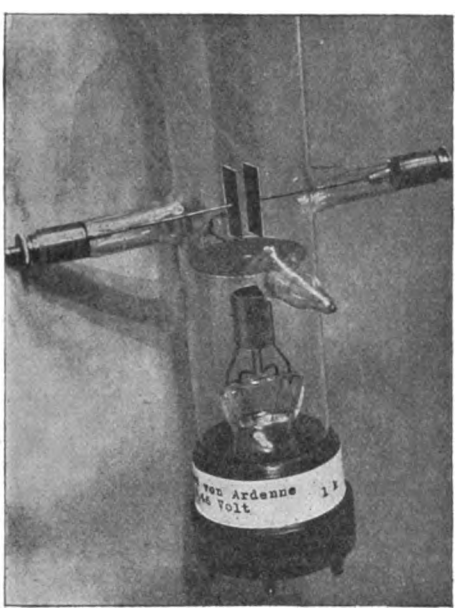


Bild 3.
Elektrodensystem der neuen kleinen Braunschen Röhre.

wo die Elektronen die geringste Geschwindigkeit haben, ein möglichst geringes magnetisches Wechselfeld besteht. Bei Anwendung eines negativ vorgespannten Zylinders, der die Kathode symmetrisch umgibt, liegt das Minimumpotential nahe der Oeffnung des Zylinders. Man hat durch entsprechende Dimensionierung der Fadenschleife zu bewirken, daß speziell für diese Zone das magnetische Feld kompensiert ist. Verschiedene Elektronenanordnungen, die dieser Bedingung genügen, sind in Bild 1 angegeben. Die Zone, für welche die Kompensation des Magnetfeldes besonders gut erfüllt sein muß, ist mit *P* gekennzeichnet. Die in Bild 1 dargestellte Anordnung kommt bei den neuen Braunschen Röhren praktisch zur Anwendung. Die technische Ausführung geht aus der Photographie Bild *2* hervor, bei der der aufgeschnittene Wehnelt zylinder mit der Kathode sichtbar ist. Die Kathode, die keinen höheren Strombedarf hat als die früher benutzten Kathoden, ist selbstverständlich ohne weiteres auch mit Gleichstrom heizbar.

Mit dieser Universalkathode ist auch die neue, kleinere Braunsche Röhrentype ausgerüstet, deren Elektrodensystem mit nur einem Ablenkplattenpaar Bild 3 zeigt. Diese Röhre[2]) ist für Betriebsmessungen, als Röhrenvoltmeter und für Demonstrationszwecke bestimmt; da sie speziell für visuelle Beobachtungen gedacht ist, wurde für den Leuchtschirm ein Material gewählt, das schon bei Anodenspannungen von 1000 Volt ein weißes Licht erzeugt, das

Bild 4.
Netzanschlußgerät zum Anschluß an das 110 oder 220 Volt-Netz, das alle zum Betrieb der neuen Braunschen Röhren erforderlichen Ströme liefert. Umschaltbar für Anodenspannungen von 1500 und 3000 Volt und mit stetig veränderlicher Zylinderspannung.

auch im hellen Tageslicht sichtbar bleibt. Dank der etwas längeren Ablenkplatten ist die Empfindlichkeit dieser Röhre etwas größer als die der großen Type für die photographische Fixierung.

Zu den erwähnten Braunschen Röhren sind zwei neue Netzanschlußgeräte-Typen entwickelt worden. Beide sind unmittelbar an das 110 oder 220 Volt Wechselstrom-Netz anschließbar und liefern neben der Anodenspannung und der Zylindervorspannung auch den Heizstrom. Die kleine Type, die eine Anodenspannung von etwa 1300 Volt liefert, ist speziell für die kleine Röhre gedacht. Das große Modell, das in Bild 4 abgebildet ist, liefert wahlweise eine Anodenspannung von 1500 oder 3000 Volt. Diese Umschaltung hat sich als außerordentlich nützlich erwiesen, da fast immer nur kurzzeitig für photographische Registrierung die hohe Spannung, die eine stärkere Belastung der Kathode mit sich bringt, notwendig ist. Durch die im Rahmen dieses Aufsatzes beschriebenen Verbesserungen und Neuerungen sind die Einrichtungen mit Braunschen Röhren so vereinfacht und stabilisiert worden, daß sie auch an den Stellen in Frage kommen, wo bisher andere Instrumente benutzt wurden.

(Eingegangen am 17. September 1930.)

[2]) E. Leybolds Nachfolger A.-G., Köln-Bayental. Vertretung Charlottenburger Motorengesellschaft, Berlin-Charlottenburg. Preis RM. 120.—.

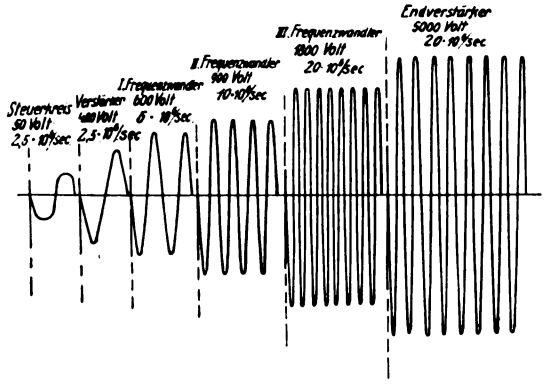
Digitized by Google

Referate.

J. F. Byrnes und J. B. Coleman (RCA-Victor Co., Camden N. J.). Kurzwellensender für 20 bis 40 kW (20—40 kilowatt high-frequency transmitter.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 422—449, 1930.

Beschrieben wird die Anordnung eines Kurzwellensenders ($\lambda = 14$ bis 45 m, $f = 6{,}670$ bis $21{,}500 \cdot 10^6$/sec) für die hohe Leistung von 20—40 kW. Es ist nicht möglich, die Beschreibung, die durch eine große Zahl photographischer Abbildungen ergänzt ist, kurz zu referieren, und es muß deshalb bezüglich aller Einzelheiten, die für einen Radioingenieur sicher sehr interessant sind, auf die Veröffentlichung der Originalarbeit verwiesen werden.

Bemerken möchte ich nur, daß die Anlage mit einer dreifachen Frequenzverdopplung arbeitet. Das Schema der verschiedenen Stufen wird von den Verfassern in dem nebenstehenden Bild dargestellt, das unter der



Annahme, daß die ausgesandte Wellenlänge = 30 m ($f = 20 \cdot 10^6$/sec) sein soll, die Frequenz der verschiedenen Stufen, gleichzeitig aber auch die Amplitude der *HF*-Anodenspannungen angibt und auch durch die Höhe der Kurven die Amplitude der Schwingungen zeigt. Der Steuerkreis mit der niedrigsten Frequenz enthält den piezoelektrischen Quarz, der die Frequenz bestimmt. Da seine Frequenz nicht allzu hoch ist, so braucht er keine extrem kleinen Dimensionen zu haben und stellt infolge davon einen robusten Schwingungsgenerator dar. Die Frequenzverdopplung wird mit Hilfe von Röhren hergestellt (entsprechende Gittervorspannung, Abstimmung im Anodenkreis auf die doppelte Frequenz). J. Zenneck.

Tsunesaburo Asada. Ueber eine hochempfindliche lichtelektrische Zelle. Proc. Phys. Math. Japan (3) **12**, 145—154, 1930.

Eine lichtelektrische Zelle und eine Dreielektrodenröhre werden dadurch kombiniert, daß man ein käfigartiges Gitter aus Wolfram- oder Molybdändraht von 0,13 mm Durchmesser und etwa 70 cm Länge von der Kathode her mit der lichtelektrisch wirksamen Substanz versieht. Das Gitter selbst ist auf der einen Seite mit einer Quarzglaskugel isoliert, auf der anderen innerhalb der Röhre mit dem negativen Ende des Glühdrahtes verbunden. Die Kathode besteht aus einem Nickeldraht mit einem Oxydüberzug von *Ba*, *Sr* und *Ca*. Durch Erhitzen verdampfen Spuren von den Erdalkalimetallen und bilden einen dünnen Niederschlag auf dem Gitter. Dieser Niederschlag ist lichtelektrisch wirksam, nach W. Case (Amer. El. Chem. Soc. Trans. **39**, 423, 1921) besonders bei höheren Temperaturen, wie sie beim Betrieb der Elektronenröhre von selbst auftreten. Die aus dem Gitter ausgelösten Photoelektronen beeinflussen dessen Spannung und damit auch den Anodenstrom. Die Anode ist aus Eisen, die Röhre selbst mit Magnesiumgetter hochevakuiert. Bei Belichtung mit einer 8-Watt-Lampe aus 10 cm Entfernung war bei 55 Volt Anodenspannung der lichtelektrisch bedingte Anodenstrom 0,5 mA, bei einer gashaltigen Kaliumzelle von O. Pressler-Leipzig etwa $3 \cdot 10^{-7}$ A. Der Anodenstrom ist bei geringerer Lichtintensität dieser proportional, bei größerer bleibt er etwas kleiner. Die Empfindlichkeit ist für gelbes und grünes Licht am größten und reicht bis in den ultraroten Bereich. Bei Untersuchungen mit einer Lochscheibe war bis 10^{-7} sec keine Trägheit festzustellen. E. Lübcke.

J. Harvey. Ein harmonischer Analysator (A harmonic analyser). Proc. Phys. Soc. London, **42**, 245—250, 1930.

Für die Bestimmung der Koeffizienten der Fourierschen Reihe aus der Länge von $2n$ Koordinaten sind seit längerer Zeit rechnerische[1]), zeichnerische[2]) und instrumentelle[3]) Verfahren bekannt. Bei der Bestimmung der Konstanten b_0 sind alle Ordinaten zu addieren, zur Bestimmung der übrigen Koeffizienten a_k und b_k sind die einzelnen Ordinaten y_e mit den Argumenten der sin bzw. cos $\left(\frac{e \cdot k \cdot 2\pi}{2n}\right)$ zu multiplizieren und erst dann zu addieren. Diese Summen werden bei dem beschriebenen Analysator durch Wägung bestimmt. Unterhalb der Lager des Wagebalkens befinden sich auf einem Stabe, der starr mit dem Wagebalken verbunden ist, $2n$ (in der Ausführung 12) Scheiben, deren jede zwei Stäbe trägt. Zur Bestimmung von b_0 liegen diese alle in der Ebene des Wagebalkens senkrecht untereinander; auf dem einen Stab wird ein Gewicht von 50 g bis maximal 16 cm von der Nullage aus entsprechend der Größe y_e verschoben. Der zweite Stab trägt ein kleines Gegengewicht zur Kompensation der Nullage. Bei Bestimmung der anderen Koeffizienten werden diese Scheiben entsprechend um einen Winkel $\left(e \cdot k \cdot \frac{2\pi}{2n}\right)$ gedreht. Das resultierende Gewicht ergibt die Größe des Koeffizienten. Dieses Gewicht ließ sich bei 30 cm langen Wagearmen auf 0,08 g genau bestimmen. Die Zeit für die Bestimmung der 12 Koeffizienten betrug etwa 25 Minuten. E. Lübcke.

---

[1]) C. Runge und F. Emde, Rechnungsformular zur Zerlegung einer empirisch gegebenen periodischen Funktion in Sinuswellen. Braunschweig 1913.

[2]) H. von Sanden, Arch. f. Elektrot. **1**, 42, 1912.

[3]) E. Lübcke, Phys. Ztschr. **16**, 453, 1915.

Digitized by Google

Eingegangene Bücher.

(Besprechung einzelner Werke vorbehalten).

The Elementary Principles of Wireless Telegraphy and Telephony. Von R. D. Bangay. 3. Auflage, revidiert von O. F. Brown. XII und 268 S. mit 299 Abb. im Text. London 1930, Verlag von Iliffe & Sons. Geb. 10 sh. 6 d.

Handbook of Technical Instruction for Wireless Telegraphists. Von H. M. Dowsett. 4. Auflage, 487 S. mit 459 Abb. im Text. London 1930, Verlag von Iliffe & Sons. Geb. 25 sh.

Radio Data Charts. A series of Abacs providing most of the essential Data required in Receiver Design. Von R. T. Beatty. 82 S. mit 27 Nomographentafeln und zahlreichen Abb. London 1930, Verlag von Iliffe & Sons. Geh. 4 sh. 6 d.

City Noise. The Report of the Commission Appointed by Dr. Shirley W. Wynne, Commissioner of Health, to Study Noise in New York City and to Develop Means of Abating it. Hrgg. von Eduard F. Brown, E. B. Dennis jr., Jean Henry, G. Edward Pendray. XII u. 308 S. mit zahlreichen Textabb. Noise Abatement Commission, City of New York 1930.

Elektrisches Fernsehen. Von Dr. Arthur Korn, Professor an der Technischen Hochschule Berlin. Bd. 26 der Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Bücherei. 104 S. mit 19 Textabb. Berlin 1930, Verlag von Otto Salle. Geb. RM. 3.—.

Technik und Aufgaben des Fernsehens. Eine Einführung in das gesamte Gebiet des Fernsehens. Wirkungsweise und Anwendungsmöglichkeiten in gemeinverständlicher Darstellung. Von Fritz Wilh. Winkel. 74 S. mit 65 Abb. Berlin 1930, Verlag Rothgießer & Diessing A.G. Geh. RM. 2.—.

Funktechnisches Arbeitsbuch. Demonstrationsversuche und praktische Uebungen zur Hochfrequenztechnik. Von W. Möller, Studienrat an der Oberrealschule Altona. 89 S. mit 74 Abb. im Text. Leipzig und Berlin 1930, Verlag von B. G. Teubner. Kart. RM. 2,80.

Praktische Radio-Meßtechnik. Ein Leitfaden für Untersuchungen an Rundfunkgeräten. Von Ingenieur Erwin Paul. Die Fachschriftenreihe des „Funk", 5. Heft. 51 S. mit 16 Abb. im Text. Berlin 1930, Weidmannsche Buchhandlung. Geh. RM. 2,50.

Fern-Empfang. Die moderne ideale Radio-Anlage. Von Fr. Willy Frerk. Fünfte, gänzlich umgearbeitete Ausgabe. 88 S. mit zahlreichen Abbildungen, Bauplänen und Schaltschemata. Berlin 1930, Verlag Hackebeil A.G. Geh. RM. 2,25.

Handbuch für Funkhelfer. Ein Nachschlagebuch für die Bekämpfung von Rundfunkstörungen. Hrgg. von der Reichsfunkgesellschaft. 96 S. mit 16 Abb. im Text. Berlin 1930.

Hochfrequenztechnik. Selbstunterrichtswerk nach dem Lehrsystem Karnack-Hachfeld. Von Obering. Dr. V. Happach. Hrgg. von Dipl.-Ing. E. Vollhardt. 12 Hefte zu 24 S. mit zahlreichen Textabb. Potsdam 1930. Verlag von Bonness & Hachfeld. Preis je Heft RM. 1.—.

Das Glas als Werkstoff der Elektrotechnik. Von Dr. F. Lauster. 31 S. mit 18 Abb. im Text. Leipzig 1930, Verlag von Hachmeister & Thal.

Tätigkeitsbericht 1930 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof. Sonderdruck aus dem Jahrbuch 1930 der D.V.L. 50 S. Hrgg. von Dr. Ing. Wilhelm Hoff, o. Professor an der Techn. Hochschule zu Berlin. Verlag R. Oldenbourg, München u. Berlin.

Jahresbericht 1930 der Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik der D.V.L. Sonderdruck aus dem Jahrbuch 1930 der D.V.L. Von Dr. Heinrich Faßbender, a. o. Professor an der Techn. Hochschule zu Berlin. XV u. 85 S. mit 162 Abb. im Text. Verlag von R. Oldenbourg, München und Berlin.

Europäischer Fernsprechdienst. Zeitschrift für den Internationalen Nachrichtenverkehr. Hrgg. von Dr. Ing. E. H. P. Craemer und Dr. phil. Dr. Ing. E. H. A. Franke. Erscheint in zwangloser Folge. Verlag Europäischer Fernsprechdienst G.m.b.H., Berlin-Charlottenburg. Preis je Heft RM. 1,50.

Einkanal-Trägerstrom-Fernsprechsysteme. Ein System für einen Fernsprechstromkreis für Fernverkehr außer den gewöhnlich über Freileitungen erhalten Sprechwegen. Hrgg. von der International Standard Electric Corporation. 27 S. mit 7 Abb. im Text.

Electrical Communication. Die Kurzwellen-Fernsprechverbindung Spanien — Südamerika. Sondernummer Bd. 8, Nr. 4, Februar 1930. Hrgg. von der International Standard Electric Corporation.

Bücherbesprechungen.

Abraham-Becker. Theorie der Elektrizität. Vollständig neu bearbeitet von R. Becker, o. Prof. an der Techn. Hochschule Berlin. Band I: Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizität. Mit einem einleitenden Abschnitte über das Rechnen mit Vektorgrößen in der Physik. 8. Aufl. 242 S. mit 59 Fig. im Text. Leipzig und Berlin 1930, Verlag von B. G. Teubner. Geb. RM. 15.—.

Das vorliegende Buch ist eine vollkommene Neubearbeitung der „Einführung in die Maxwellsche Theorie" von A. Föppl, die 1894 erschienen und zehn Jahre später von Max Abraham vollständig umgearbeitet worden war. Bezogen auf das Föpplsche Buch stellt es die 8. Auflage dar.

Nach einem sehr ausführlichen einleitenden Kapitel (52 Seiten) über Vektorrechnung wird in einem zweiten Abschnitt das elektrische Feld besprochen, und zwar das elektrische Feld im Vakuum, Eigenschaften der Dielektrika, Energie und mechanische Kräfte im elektrostatischen Feld und der stationäre elektrische Strom. Der dritte Abschnitt mit der

Digitized by Google

Ueberschrift „Das elektromagnetische Feld" enthält die Kapitel: Die magnetischen Vektoren, Elektrodynamik ruhender Medien, Elektrodynamik quasistationärer Ströme und elektromagnetische Wellen. Im letzten Abschnitt, über Energie und Kräfte der Maxwellschen Theorie, wird die Thermodynamik der Feldenergie und es werden die Kraftwirkungen bei zeitlich veränderlichen Feldern besprochen. Am Schluß ist eine Zusammenstellung von Formeln und Bezeichnungen beigefügt.

Das Buch, dem ein zweiter Band „Elektromagnetische Theorie der Strahlung" folgen soll, hat mir vorzüglich gefallen. Es ist sehr klar beschrieben und durchaus theoretische Physik und nicht etwa, wie man beim Lesen des ersten rein mathematischen Teiles befürchtet, nur eine mathematische Abhandlung unter physikalischem Vorwand. Die späteren Abschnitte sind kaum mathematischer als es der Gegenstand unbedingt erfordert.

Für den, der ein theoretisches Nachschlagebuch bei physikalischen Arbeiten haben will, ist störend, daß durchweg das Gausssche Maßsystem verwendet ist, während für den praktischen Gebrauch der Formeln das absolute elektromagnetische Maßsystem sehr viel bequemer sein würde. Der Verfasser ist sich über diese Schwierigkeit vollkommen klar und man kann das, was er im Vorwort über die Wahl der Maßeinheiten sagt, nur unterschreiben: für eine Theorie der Elektrizität oder des elektromagnetischen Feldes ist tatsächlich das Gausssche Maßsystem das sachlich vernünftige. In § 54 wird auch die Frage der Maßsysteme ausführlich besprochen. Vielleicht würde aber doch dem Praktiker, der das Buch als theoretischen Leitfaden benützen will, ein Gefallen erwiesen, wenn die Hauptformeln entweder in Fußnoten oder in einer Zusammenstellung am Schluß des Buches im absoluten elektromagnetischen Maßsystem beigefügt wären. J. Zenneck.

A critical review of literature on amplifiers for radio reception. Hrgg. vom Departement of Scientific and Industrial Research unter der Bezeichnung „Radio Research Special Report Nr. 9". London 1930. (Zu beziehen von H. M. Stationary Office, London.) Preis geb. 5 sh.

Der erste Abschnitt beschäftigt sich mit Hochfrequenzverstärkern, und zwar in einem ersten Paragraphen vorzugsweise mit Schaltungen, in einem zweiten mit den allgemeinen Eigenschaften und speziellen Anordnungen, in einem dritten mit Hochfrequenz-Transformatoren und in einem vierten hauptsächlich mit Stabilitäts- und Kopplungsfragen. Der zweite Abschnitt bezieht sich auf Gleichrichter mit besonderer Berücksichtigung der Gleichrichtung durch Elektronenröhren. Im dritten Abschnitt handelt es sich um Niederfrequenzverstärker, und zwar, ähnlich wie im ersten Abschnitt, um Schaltungen, um allgemeine Eigenschaften und besondere Fragen, dann um Niederfrequenztransformatoren und endlich um die Verzerrung bei Niederfrequenzverstärkern. Der letzte Abschnitt ist hauptsächlich Messungen auf dem Gebiet von Verstärkern und Empfängern gewidmet.

Der Verfasser von Abschnitt 1, 3 und 4 ist Herr H. A. Thomas, derjenige von Abschnitt 2 F. M. Colebrook, beide vom National Physical Laboratory.

Die Anordnung des Buches ist so getroffen, daß bei jedem Paragraphen vorausgeschickt ist eine Uebersicht über die in dem betreffenden Paragraphen vorkommenden Fragen und über die Ergebnisse der im Folgenden besprochenen Arbeiten. Diese Zusammenstellung gibt also von vornherein einen Ueberblick über das Gebiet der betreffenden Paragraphen. Dann sind die einzelnen Arbeiten aufgeführt und unter jeder Arbeit steht eine Inhaltsangabe von im Durchschnitt etwa zwölf Zeilen über den wesentlichen Inhalt der betreffenden Arbeit. Den Schluß bildet ein Verzeichnis aller in dem Buch vorkommenden Verfassernamen.

Das Buch ist meiner Ansicht nach eine ganz ausgezeichnete Lösung der Aufgabe, eine Uebersicht über ein physikalisches Gebiet zu geben. Daß diese Aufgabe bei dem Anschwellen der wissenschaftlichen Literatur von Tag zu Tag wichtiger wird, brauche ich wohl nicht zu begründen. Man kann das Radio Research Board und die Verfasser des Buches zu dieser Leistung aufrichtig beglückwünschen. Ich möchte das Buch nicht nur allen denjenigen empfehlen, die mit Verstärkern zu tun haben — tatsächlich gibt es wohl heute wenige, bei denen das nicht zutrifft —, sondern ich wünsche lebhaft, daß die Methode, die in diesem Buch angewandt ist, auch auf anderen Gebieten Nachahmung finde. J. Zenneck.

Die Akkumulatoren, ihre Theorie, Herstellung und Verwendung. Von Prof. Dr. W. Bermbach, 4. vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 107 Abb. im Text, VI u. 214 S. Berlin 1929. Verlag von J. Springer. Preis brosch. RM. 8,50, geb. RM. 9,75.

Die Neuauflage des Bermbachschen Buches über Akkumulatoren zeichnet sich gegenüber den bisherigen vor allem durch die Erweiterung aus, die es nach einer nicht unmittelbar zum Thema gehörigen Seite, den Gleichrichtern, erfahren hat. Man wird diesem Schritt des Verfassers grundsätzlich zustimmen, da der Gleichrichter für den Praktiker, der Akkumulatoren zu pflegen hat — und an den wendet sich das Buch ja in erster Linie —, von steigender Bedeutung wird. Freilich müßten einige durchgeschlüpfte Fehler beseitigt werden: wer z. B. einen Cu-Cu_2O-Gleichrichter nach den Angaben Bermbachs (falsch) polt (S. 95), wird wenig Freude erleben. Auch Wirkungsgrad (S. 97) und oberste Grenze der Spannung (S. 99) sind viel zu niedrig angegeben. Dieselbe Ungenauigkeit fällt im einleitenden physikalischen Teil auf, wo teils Druckfehler (S. 6), teils unglückliche (vom Brauch abweichende) Ausdrucksweisen (S. 6, 11), teils gröbliche Ungenauigkeiten (S. 11, 16) das Verständnis erschweren. Dagegen zeugen die wesentlichsten Kapitel des Buches, die von den charakteristischen Größen des Sammlers, seiner Herstellung und Pflege handeln, von großer Sachkenntnis des Verfassers, so daß das Büchlein, da dort sein Schwergewicht liegt, durchaus empfohlen werden kann. Besonders Kap. VII, das über die Herstellung und Bauart der Akkumulatorenplatten berichtet, bringt viele Einzelheiten, die man in den einschlägigen Büchern nicht zu finden gewohnt ist. O. v. Auwers.

Digitized by Google

Band 36 **Dezember 1930** **Heft 6**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

	Seite
Rudolf Bechmann: Berechnung der Strahlungscharakteristiken und Strahlungswiderstände von Antennensystemen. (Schluß). (Mit 2 Bildern im Text)	201
Fritz Below und Heinz E. Kallmann: Anwendung von Raumladegitterröhren zur Amplituden-Modulation. (Mit 5 Bildern im Text)	209
H. Piesch: Ein einfacher Frequenzmesser hoher Genauigkeit. (Mit 5 Bildern im Text)	211
D. H. Black: Die Messung des Wechselstromwiderstandes flüssiger Dielektrika. (Mit 1 Bild im Text)	217
J. Fuchs: Ein einfacher experimenteller Nachweis der Trägerfrequenzschwankungen bei amplitudenmodulierten Sendern	219
Carl Lübben: Patentschau. (Mit 22 Bildern im Text)	219
Referate	
A. E. Hallborg (J. Zenneck): Die Stationen der Verkehrsgesellschaft der Radiocorperation of America. (Mit 2 Bildern im Text)	225
T. L. Eckersley (J. Zenneck): Mehrfache Signale im Kurzwellenverkehr. (Mit 3 Bildern im Text)	226
R. O. Cherry (E. Lübcke): Feld-Intensitätsmessungen einiger australischer Rundfunkstationen	228
Shintaro Uda (H. E. Hollmann): Wellenreflektoren und Strahlwerfer. (Mit 1 Bild im Text)	228
Shintaro Uda (H. E. Hollmann): Die praktische Kurzwellengrenze von Elektronenröhrenoszillatoren. (Mit 2 Bildern im Text)	229
E. L. Hall (J. Zenneck): Methode und Apparate des Bureau of Standards zur Prüfung von Piezo-Oszillatoren für Rundfunk. (Mit 1 Bild im Text)	230
Referate	**Seite**
L. Pungs und H. Vogler (L. Pungs): Spannungsmessung bei schnellen elektromagnetischen Schwingungen mit Hilfe des elektrooptischen Kerreffektes. (Mit 2 Bildern im Text)	230
W. B. Nottingham (H. E. Hollmann): Messung schwacher Gleichspannungen und Ströme in hochohmigen Kreisen mittels Vakuumröhren. (Mit 3 Bildern im Text)	232
E. B. Moullin (E. Lübcke): Die Entwicklung eines Präzisions-Amperemeters für sehr hohe Frequenzen	233
C. L. Fortescue und L. A. Moxon (E. Lübcke): Ein Amperemeter für sehr hohe Frequenzen	234
O. W. Sutton (E. Lübcke): Einige Bemerkungen über den elektrischen Tonabnehmer. (Mit 1 Bild im Text)	234
E. Mallet und C. O. Williams (E. Lübcke): Zur Messung mechanischer Impedanzen	235
E. F. Lowry (E. Lübcke): Der Einfluß des Kernmetalls bei Oxydkathoden. (Mit 3 Bildern im Text)	235
Elektrostriktion, Piezo-Elektrizität und Pyro-Elektrizität (J. Zenneck)	236
R. W. Wood (J. Zenneck): Plasmoide Hochfrequenzentladungen in nichtleitendem Vakuum	236
G. W. Fox: (J. Zenneck): Schwingungen der Glimmentladung in Neon (Mit 1 Bild im Text)	236
T. E. Terman und A. L. Cook (J. Zenneck): Die Veränderlichkeit des Verstärkungsfaktors von Röhren (Mit 2 Bildern im Text)	237
W. J. Brown (J. Zenneck): Ultra-kurze Wellen für begrenzte Entfernung (Mit 3 Bildern im Text)	237
J. C. Schelleng (J. Zenneck): Probleme in der Kurzwellentelephonie (Mit 4 Bildern im Text)	238

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements sind zu richten an Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig C 1, Schloßgasse 9,

alle Anfragen betr. Inserate an M. Krayn, Verlagsbuchhandlung Berlin W. 35, Genthinerstr. 32.

Berechnung der Strahlungscharakteristiken und Strahlungswiderstände von Antennensystemen.

Von **Rudolf Bechmann.**

Mitteilung aus dem Laboratorium der Telefunken-Gesellschaft, Berlin.

Schluß.*)

§ 3. Berechnung der Strahlungscharakteristiken von Antennensystemen.

Im folgenden werden die Strahlungscharakteristiken, die Strahlungsdiagramme von Antennenkombinationssystemen berechnet. Wir beschränken uns dabei auf Systeme von Strahlern, wie sie in der Kurzwellen-Nachrichtentechnik Verwendung finden, auf Systeme, deren Strahler parallel zueinander angeordnet sind und die sich alle in gleichem Schwingungszustand befinden, deren Amplituden und Phasen jedoch verschieden sein mögen. Auf die Charakteristiken von T- und L-Antennen sei hier nicht eingegangen. Ihre Berechnung läßt sich jedoch mittels der gegebenen Ansätze leicht bewerkstelligen.

Wir betrachten ein System von Leitern, die sämtlich parallel und senkrecht auf gleicher Höhe angeordnet sein mögen. Wir setzen voraus, daß die Elemente sämtlich die gleiche Länge l besitzen, die ein Vielfaches der halben Wellenlänge der erregenden Schwingung sei, also $l = \frac{n\lambda}{2}$, $n = 1, 2, 3 \ldots$ und sich im gleichen Schwingungszustand befinden. An den Enden der Leiter seien Stromknoten. Wir berechnen für das betrachtete System den Poyntingschen Vektor $\mathfrak{S}$. Es ist

$$\mathfrak{S} = \frac{c}{4\pi}[\mathfrak{E}, \mathfrak{H}]. \qquad (45)$$

Wir legen für die Berechnung des Poyntingschen Vektors ein Kugelkoordinatensystem R, φ, ϑ zugrunde. Gleichzeitig betrachten wir die Darstellung in einem kartesischen Koordinatensystem und legen den Pol des Polarkoordinatensystems in ein Symmetriezentrum dieses kartesischen Koordinatensystems. Für Entfernungen des Aufpunktes von dem Strahler-System, die sehr groß gegen die Wellenlänge sind, besitzt nur die Komponente $\mathfrak{S}_R$ einen endlichen Wert. Man erhält für (45) unter Voraussetzung sehr großer Entfernung vom Strahlungs-System

$$\mathfrak{S}_R = \frac{-c}{4\pi} \cdot \mathfrak{E}_\vartheta \mathfrak{H}_\varphi. \qquad (46)$$

Wir nehmen an, daß die Stromverteilung auf dem s-ten

*) I. Teil ds. Ztschr. 36, 182, 1930.

Digitized by Google

Leiter gegeben sei durch den Ausdruck $A_s \sin kz_0$ mit $k = \frac{\pi n}{l}$; A_s ist die komplexe Amplitude der Schwingung des s-ten Leiters. Für (46) erhält man durch Einführung der komplexen Feldstärken nach (43a) und (44) zunächst für einen einzigen Leiter im zeitlichen Mittel:

$$\mathfrak{S}_R = \frac{|A|^2}{4\pi c} \Gamma\left\{\left(\frac{e^{ikr_2}}{r_2 \sin\vartheta}\cos n\pi - \frac{e^{ikr_1}}{r_1 \sin\vartheta}\right)\left(\frac{e^{ikr_2}}{R\sin\vartheta}\cos n\pi - \frac{e^{ikr_1}}{R\sin\vartheta}\right)\right\} \quad (47)$$

Hierin bedeutet der Operator Γ das komplexe Produkt, das folgendermaßen zu bilden ist:

$$\Gamma\{a\cdot b\} = \frac{1}{2}(a\cdot\tilde{b} + \tilde{a}\cdot b)$$

Dabei bezeichnen die Werte $\tilde{a}$ und $\tilde{b}$ die konjugiert-komplexen Werte von a und b.

Entsprechend der Annahme eines Systems von N parallelen Leitern hat man für (46) bzw. (47) zu bilden, wenn A_s die komplexe Amplitude des s-ten Strahlers bedeutet:

$$\mathfrak{S}_R = \frac{1}{4\pi c}\Gamma\left\{\sum_{s=1}^{N} A_s\left(\frac{e^{ikr_2^s}}{r_2^s\sin\vartheta}\cos n\pi - \frac{e^{ikr_1^s}}{r_1^s\sin\vartheta}\right)\cdot\sum_{s=1}^{N} A_s\left(\frac{e^{ikr_2^s}}{R\sin\vartheta}\cos n\pi - \frac{e^{ikr_1^s}}{R\sin\vartheta}\right)\right\}. \quad (48)$$

Die Größen r_1^s und r_2^s sind die entsprechenden Entfernungen zwischen den Enden des s-ten Leiters (x_s, y_s, z_{02}) (x_s, y_s, z_{01}) und dem Aufpunkt (x, y, z), also

$$r_1^s = \sqrt{(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2 + (z-z_{01})^2};$$
$$r_2^s = \sqrt{(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2 + (z-z_{02})^2}.$$

Für große Entfernungen läßt sich hierfür eine Taylorsche Entwicklung ansetzen von der Form

$$r_1^s = R - \frac{xx_s}{R} - \frac{yy_s}{R} - \frac{zz_{01}}{R} + \ldots.$$
$$r_2^s = R - \frac{xx_s}{R} - \frac{yy_s}{R} - \frac{zz_{02}}{R} + \ldots. \quad (49)$$
$$\text{mit } R = \sqrt{x^2+y^2+z^2}.$$

Für die Größen r_1^s und r_2^s im Nenner von (48) kann man sich auf das erste Glied in der Entwicklung (49) beschränken. Dadurch erhält man für (48):

$$\mathfrak{S}_R = \frac{1}{8\pi c}\Re\left\{\sum_{s=1}^{N} A_s e^{ikR}\left[e^{ik\left(\frac{xx_s}{R}+\frac{yy_s}{R}+\frac{zz_{02}}{R}\right)}\cos n\pi - e^{ik\left(\frac{xx_s}{R}+\frac{yy_s}{R}+\frac{zz_{01}}{R}\right)}\right]\right\}. \quad (50)$$

$\Re$ bedeutet hierin Norm des Ausdruckes unter der Klammer, d. i. das Quadrat des absoluten Betrages. Dieses ist in bekannter Weise gleich dem Produkt des betrachteten Ausdruckes mit seinem konjugiert-komplexen Wert. Für (50) kann man auch schreiben:

$$\mathfrak{S}_R = \frac{1}{8\pi R^2 c}\Re\left\{\left[\frac{e^{ikz\frac{z_{02}}{R}}\cos n\pi - e^{ikz\frac{z_{01}}{R}}}{\sin\vartheta}\right]\cdot\sum_{s=1}^{N} A_s e^{ik\left(\frac{xx_s}{R}+\frac{yy_s}{R}\right)}\right\} = C\Phi(z)\Psi(xy). \quad (51)$$

Dabei bedeutet:

$$\Phi(z) = \Re\left\{\frac{e^{ikz\frac{z_{02}}{R}}\cos n\pi - e^{ikz\frac{z_{01}}{R}}}{\sin\vartheta}\right\} \quad (51a)$$

und

$$\Psi(xy) = \Re\left\{\sum_{s=1}^{N} A_s e^{ik\left(\frac{xx_s}{R}+\frac{yy_s}{R}\right)}\right\}. \quad (51b)$$

Dies ist das vollständige Strahlungsdiagramm für das betrachtete System von parallelen Leitern. Es setzt sich aus zwei Teilen zusammen, aus einem ersten Term $\Phi(z)$, der Elementcharakteristik, die gegeben ist durch die Natur des Strahlers, und einem zweiten Term $\Psi(x, y)$, der Gruppencharakteristik, die gegeben ist durch die Anordnung, Amplituden und Gangunterschied der Elemente. Die Darstellung von (51) wird übersichtlicher durch Uebergang zu räumlichen Polarkoordinaten durch die Beziehungen:

$$x = R\sin\vartheta\cos\varphi,\quad y = R\sin\vartheta\sin\varphi,\quad z = R\cos\vartheta$$

Dabei ist zu beachten, daß das Zentrum des Koordinatensystems ein Symmetriezentrum der betrachteten Anordnung ist. Wie aus (51) ersichtlich ist, sind zur Berechnung der Strahlungscharakteristika keine Integrationen mehr erforderlich, sondern lediglich die dort auftretenden Summationen zu bilden.

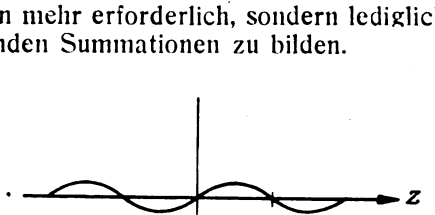


Bild 3.

Wir wenden uns zunächst der Elementcharakteristik, später der Gruppencharakteristik zu. Die Elementcharakteristik für einen Leiter von der Länge $\lambda/2$ erhält man aus (51a), wenn darin $n = 1$ gesetzt wird, ferner für die Grenzen des Leiters $z_{02} = \lambda/4$ und $z_{01} = -\lambda/4$. Es ergibt sich nach (51a) ohne weiteres

$$\Phi = \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\vartheta\right)}{\sin^2\vartheta}. \quad (52)$$

Weiter betrachten wir einen Leiter von der Länge l, der in der n-ten Oberschwingung erregt ist (Bild 3). Die Anzahl der Halbwellen auf dem Leiter ist dann $n+1$. Die Amplituden der Teilschwingungen sind gleich groß. Wir setzen dementsprechend in (51a) für die Anzahl n der Schwingungen gleich $n+1$. Die Grenzen des Leiters seien $z_{02} = (n+1)\lambda/4$ und $z_{01} = -(n+1)\lambda/4$. Aus (51a) erhält man dann leicht für die Elementcharakteristik eines in der n-ten Oberschwingung erregten Leiters

$$\Phi = \frac{\cos^2\left\{(n+1)\frac{\pi}{2}\cos\vartheta + \frac{n\pi}{2}\right\}}{\sin^2\vartheta}. \quad (53)$$

Diesen oben gemachten Ansatz kann man auch deuten als Ansatz für ein System von $n+1$ Leitern von der Länge $\lambda/2$, die in einer Geraden in unmittelbarer Folge angeordnet sind und deren Elemente sukzessive

Digitized by Google

gegenphasig erregt sind. Für $n = 0$ geht aus dem Ausdruck (53) das Gesetz (52) hervor.

Als weiteres Beispiel für die Berechnung der Elementcharakteristik betrachten wir ein in einer Geraden angeordnetes System von N Strahlern, deren

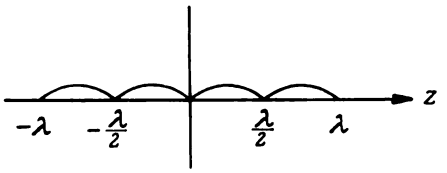


Bild 4.

Elemente die Länge $\lambda/2$ besitzen und die sämtlich gleichphasig und mit gleicher Amplitude schwingen (Bild 4). Die Anzahl der Strahler sei gerade, also $N = 2n$. Die Grenzen der Leiterelemente seien

$$-\frac{n\lambda}{2}; -(n-1)\frac{\lambda}{2}\cdots -\frac{\lambda}{2}; \; 0;$$
$$\frac{\lambda}{2}\cdots(s-1)\frac{\lambda}{2}, \; s\frac{\lambda}{2}\cdots n\frac{\lambda}{2}.$$

Für die Elementcharakteristik erhält man demzufolge aus (51a):

$$\Phi = \frac{1}{\sin^2\vartheta}\,\mathfrak{R}\left\{\sum_{s=-(n-1)}^{n}\left(e^{i\pi s\cos\vartheta} + e^{i\pi(s-1)\cos\vartheta}\right)\right\} \quad (54)$$

oder:

$$\Phi = \frac{1}{\sin^2\vartheta}\,\mathfrak{R}\left\{\left(e^{-i\pi\cos\vartheta}+1\right)\sum_{s=-(n-1)}^{n} e^{i\pi s\cos\vartheta}\right\} \quad (55)$$

Die hier auftretende Summation läßt sich ausführen. Es ist:

$$\sum_{s=-(n-1)}^{n} e^{i\pi s\cos\vartheta} = \frac{e^{-i\pi n\cos\vartheta} - e^{i\pi n\cos\vartheta}}{e^{-i\pi\cos\vartheta} - 1} \quad (56)$$

Durch Uebergang zur reellen Schreibweise und Berücksichtigung von $n = N/2$ erhält man für die Elementcharakteristik eines Systems von N gleichphasig eregten Strahlern von der Länge einer halben Wellenlänge:

$$\Phi = \left\{\frac{2}{\sin\vartheta}\operatorname{cotg}\left(\frac{\pi}{2}\cos\vartheta\right)\sin\left(\frac{\pi}{2}N\cos\vartheta\right)\right\}^2. \quad (57)$$

Dieses Gesetz wurde zunächst abgeleitet für geradzahlige Werte von N. Eine analog verlaufende Rechnung für ungerade N führt ebenfalls zu dem Gesetz (57).

Wir betrachten nun die Gruppencharakteristik Ψ. Diese ist gegeben nach (51) bzw. (51b) durch:

$$\Psi(xy) = \mathfrak{R}\left\{\sum_{s=1}^{N} |A_s| e^{ik\left(\frac{x x_s}{R} + \frac{y y_s}{R}\right) + i\chi_s}\right\}. \quad (58)$$

Dabei bedeutet $|A_s|$ den Betrag der Amplitude, χ_s die Phase der Schwingungen des s-ten Leiters. Dieser Ausdruck ist bestimmt durch die räumliche Anordnung, die Amplituden und Phasen der das Strahlungssystem bildenden Elemente. Während die Elementcharakteristik wesentlich durch zwei Kombinationsarten gegeben ist, die durch (53) und (57) dargestellt sind, besteht für die Gruppencharakteristik eine große Anzahl möglicher Anordnungen, entsprechend dem Zweck, den die Mehrfachsysteme erfüllen und den Eigenschaften, die diese besitzen sollen. Wir wollen uns daher im folgenden auf die Angabe einiger weniger charakteristischer Systeme beschränken, denen eine praktische Bedeutung zukommt. Die Ausführung der Summation in (58) bietet keine Schwierigkeiten.

Zunächst betrachten wir ein System von N in einer Ebene liegender Elemente, die zueinander parallel angeordnet seien (Bild 5). Die Fußpunkte des Strahlers liegen auf der X-Achse. Der Abstand zweier aufeinander folgenden Elemente sei d, die Beträge der Amplituden seien alle gleich groß, die Phasendifferenz zweier sukzessiver Elemente sei χ. N sei eine gerade Zahl. Die Fußpunkte der Elemente

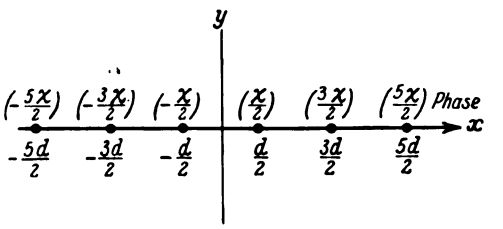


Bild 5.

besitzen bei symmetrischer Anordnung auf der X-Achse die Koordinaten:

$$-(N-1)\frac{d}{2}, \; -(N-2)\frac{d}{2}; \; \cdots -\frac{d}{2},$$
$$+\frac{d}{2}\cdots(N-1)\frac{d}{2}$$

Nach (58) gilt dann:

$$\Psi_x = \mathfrak{R}\left\{\sum_{s=0}^{\frac{N}{2}-1} e^{-i\left\{k\frac{x}{R}(2s+1)\frac{d}{2} + \frac{2s+1}{2}\chi\right\}} + \sum_{s=0}^{\frac{N}{2}-1} e^{i\left\{k\frac{x}{R}(2s+1)\frac{d}{2} + \frac{2s+1}{2}\chi\right\}}\right\} \quad (59)$$

Die Summationen lassen sich wie früher ausführen, man erhält dafür:

$$\Psi_x = \mathfrak{R}\left\{e^{-i\left(k\frac{x}{R}\frac{d}{2} + \frac{\chi}{2}\right)}\frac{e^{-i\left(k\frac{x}{R}d+\chi\right)\frac{N}{2}} - 1}{e^{-i\left(k\frac{x}{R}d+\chi\right)} - 1} + e^{i\left(k\frac{x}{R}\frac{d}{2} + \frac{\chi}{2}\right)}\frac{e^{i\left(k\frac{x}{2}d+\chi\right)\frac{N}{2}} - 1}{e^{i\left(k\frac{x}{R}d+\chi\right)} - 1}\right\}. \quad (60)$$

Durch Zusammenfasung und Einführung von Polarkoordinaten ergibt sich:

$$\Psi_x = \left\{\frac{\sin\frac{N}{2}(kd\sin\vartheta\cos\varphi + \chi)}{\sin\frac{1}{2}(kd\sin\vartheta\cos\varphi + \chi)}\right\}^2 \quad (61)$$

Dies ist ein ziemlich allgemeines Gesetz für parallel in einer Ebene angeordnete Strahler. Hierin sind zwei Parameter enthalten, der Abstand d zweier sukzessiver Elemente und ihre Phasendifferenz χ. Die-

Digitized by Google

ser Ausdruck wurde von Foster[4]) für Kombinationen von zwei und 16 Strahlern für die Ebene $\vartheta = \pi/2$ graphisch ausgewertet.

Explizit seien noch die Formeln angegeben für ein System, das gleichphasig erregt ist und weiter für ein System, dessen Elemente sukzessive gegenphasig erregt sind, für das also gilt $\chi = \pi$. Für das aus N Elementen bestehende gleichphasig erregte System erhält man aus (61) für $\chi = 0$.

$$\Psi = \left\{ \frac{\sin \frac{N}{2}(k d \sin\vartheta \cos\varphi)}{\sin \frac{1}{2}(k d \sin\vartheta \cos\varphi)} \right\}^2 \tag{62}$$

Für das ungleichphasig erregte System ergibt sich aus (61) für $\chi = \pi$, wenn N eine gerade Zahl ist,

$$\Psi = \left\{ \frac{\sin \frac{N}{2}(k d \sin\vartheta \cos\varphi)}{\cos \frac{1}{2}(k d \sin\vartheta \cos\varphi)} \right\}^2 \tag{63}$$

Weiter betrachten wir die Gruppencharakteristik von N in einer Ebene liegenden, parallel angeordneten Elementen, deren eine gleichphasig erregte Hälfte

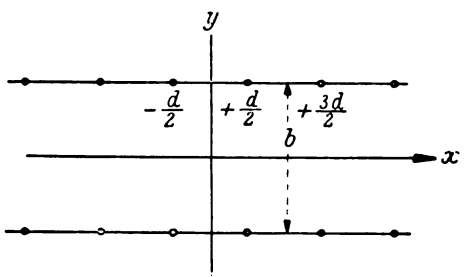


Bild 6.

gegen die andere ebenfalls gleichphasig erregte Hälfte die Phasendifferenz π besitzt. Man kann dabei auf den ersten berechneten Fall der Gruppencharakteristik (59) zurückgreifen und erhält, indem man den beiden Ausdrücken entsprechend der Gegenphasigkeit verschiedene Vorzeichen zuordnet,

$$\mathfrak{R}\left\{ \sum_{s=0}^{\frac{N}{2}-1} e^{ik\frac{x}{R}(2s+1)\frac{d}{2}} - \sum_{s=0}^{\frac{N}{2}-1} e^{-ik\frac{x}{R}(2s+1)\frac{d}{2}} \right\} \tag{64}$$

woraus sich leicht ergibt:

$$\Psi = \left\{ \frac{\sin^2 \frac{N}{4}(k d \sin\vartheta \cos\varphi)}{\sin \frac{1}{2}(k d \sin\vartheta \cos\varphi)} \right\}^2 . \tag{65}$$

Bei den bisher betrachteten Anordnungen lagen die Elemente in einer Ebene. Wir wenden uns nun einer Anordnung zu, bei der auch eine zweite Ebene mit strahlenden Elementen besetzt ist. Die Anordnung der Elemente beider Ebenen seien gleich. Die zweite Ebene (Bild 6), allgemein Reflektorebene genannt, kann gespeist oder durch Strahlungskopplung erregt sein. Entsprechend den beiden Vorgängen werden für die Elemente beider Ebenen verschiedene Amplituden und Phasen einzuführen sein. Der Abstand beider Ebenen sei b. Für jede Ebene legen wir eine der oben betrachteten Anordnungen zugrunde und ordnen zwei solcher Gebilde parallel zur X-Achse mit den Koordinaten $y = \pm b/2$ an. Die Amplituden der Elemente der ersten Fläche seien A_0, die der zweiten Fläche A_1, die Phasendifferenz zwischen den einzelnen Elementen der beiden Flächen sei ζ. Nach (58) erhält man für die Gruppencharakteristik:

$$\Psi = \mathfrak{R}\left\{ A_0 \sum_{s=1}^{N} e^{i\left[k\left(\frac{x x_s}{R} + \frac{y}{R}\frac{b}{2}\right) + \chi_s\right]} + A_1 \sum_{s=1}^{N} e^{i\left[k\left(\frac{x x_s}{R} - \frac{y}{R}\frac{b}{2}\right) + \chi_s + \zeta\right]} \right\} \tag{66}$$

oder

$$\Psi = \mathfrak{R}\left\{ A_0 e^{ik\frac{y}{R}\frac{b}{2}} + A_1 e^{-i\left(k\frac{y}{R}\frac{b}{2} + \zeta\right)} \right\} \left\{ \sum_s e^{i\left(k\frac{x x_s}{R} + \chi_s\right)} \right\} \tag{67}$$

woraus sich schließlich ergibt:

$$\Psi = \left\{ A_0^2 + A_1^2 + 2 A_0 A_1 \cos\left(k\frac{y}{R} b + \zeta\right) \right\} \cdot \mathfrak{R}\left\{ \sum e^{i\left(k\frac{x x_s}{R} + \chi_s\right)} \right\} . \tag{68}$$

$$\Psi = \Psi_y \cdot \Psi_x .$$

Durch Einführung von Polarkoordinaten, ferner durch Einführung der Abkürzung $\alpha = A_1/A_0$ erhält man für Ψ_y in (68):

$$\Psi_y = A_0^2 \left\{ 1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos(k b \sin\vartheta \sin\varphi + \zeta) \right\} . \tag{69}$$

Der erste Faktor in (68) berücksichtigt das Zusammenwirken der beiden strahlenden Flächen, der zweite Faktor stellt die Gruppencharakteristik für das für die beiden Flächen zugrunde gelegte System dar. Es ergibt sich, daß die Wirkung eines zweiten Parallelsystems eine multiplikative Eigenschaft des Strahlungssystems ist. Es dürfte sich erübrigen, auf weitere Beispiele einzugehen.

§ 4. Berechnung des Strahlungswiderstandes für lineare Leiter und Leitersysteme.

Wir gehen in diesem Paragraphen dazu über, die Entwicklungen des § 1 und § 2 auf die Berechnung der Strahlungswiderstände von Antennen und Antennensystemen anzuwenden, und zwar sei im folgenden die Berechnung mittels der direkten Methode der Integration über die Leiter ausgeführt. Die Berechnung der Strahlungswiderstände mittels der Methode des Poyntingschen Vektors ist früher in mannigfacher Weise ausgeführt worden. Für einen beschwerten Leiter wurde die Berechnung ausgeführt von van der Pol[5]). Für ein System von paral-

[4]) R. M. Foster, Bell Syst. Techn. Journ. 5, 292, 1926. Für 2 Strahler sind dort in Bild 1 90 Diagramme angegeben für Abstände d, die von 0—2 λ in Schritten von $\lambda/8$ und für Phasendifferenzen χ, die von 0—π 2 in Schritten von $\pi/8$ verändert sind. Für 16 Strahler sind in Bild 5 612 Diagramme berechnet für Abstände d, die von 0—λ in Schritten von $\lambda/32$ und für Phasendifferenzen, die von 0—π 2 in Schritten von $\pi/32$ verändert sind.

[5]) B. van der Pol jr., Jahrb. d. drahtl. Telegr. a. a. O.

Digitized by Google

lelen Leitern von der Länge $\lambda/2$ wurde diese zuerst ausgeführt von Bontsch-Brujewitsch[6]). Die Berechnung des Strahlungswiderstandes für Antennenkombinationen, die aus Leitern bestehen, deren Länge ein Vielfaches der Wellenlänge sind und die gleich- oder gegenphasig mit gleicher Amplitude schwingen, wurde mittels der direkten Methode zuerst von A. Pistolkors[7]) ausgeführt. Die Strahlungskopplung beliebiger solcher Systeme wurde vom Verfasser[8]) behandelt.

Im nachstehenden haben wir die durch (15) definierten Koeffizienten U_{rs} zu berechnen. Mittels dieser ist dann entsprechend der Entwicklung des § 1 die Strahlungsleistung und der Strahlungswiderstand bestimmt. Die Koeffizienten U_{rs} haben die Dimension eines ohmschen Widerstandes. Diese sind gegeben durch:

$$U_{rs} = -\int E'_{rs}\,\psi_s\,dz_s, \tag{70}$$

wobei der Akzent in E'_{rs} bezeichnet, daß die Stromamplitude A_r herausgezogen ist. E_{rs} ist eine Funktion der gegenseitigen Lage der beiden betrachteten Leiter. Die Koeffizienten U_{rs} sind die Koeffizienten der Strahlungskopplung. Der Koffizient der Selbstkraft für den s-ten Leiter, der Strahlungswiderstand, falls dieser allein vorhanden ist, geht daraus hervor, indem der Ausdruck (70) über das von dem s-ten Leiter selbst erzeugte elektrische Feld gebildet wird. Wir haben also:

$$U_{ss} = -\int E'_{ss}\,\psi_s\,dz_s. \tag{70a}$$

Dieser Ausdruck geht aus dem allgemeineren Gesetz U_{rs}, das für zwei Leiter, die auf gleicher Höhe und im Abstand ϱ angeordnet sind, gebildet ist, durch den Uebergang zu $\varrho = 0$ hervor. Zur Berechnung der Koeffizienten U_{rs} nach (70) ist es jedoch nicht erforderlich, die darin auftretende Integration auszuführen, sondern sie lassen sich, da der Hertzsche Vektor für die betrachteten Strahler bekannt ist, unmittelbar aus diesem ableiten. Nach (2) gilt für die Komponente E_z des elektrischen Feldes

$$E_z = \frac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} + k^2 \Pi. \tag{71}$$

Setzt man $\Pi_r = A_r \Pi'_r$, d. h. zieht man in Π_r die Stromamplitude A_r heraus, so geht (70) durch Berücksichtigung von (71) über in:

$$U_{rs} = -\int_{z_{s1}}^{z_{s2}} \left(\frac{\partial^2 \Pi'_r}{\partial z_s^2} + k^2 \Pi'_r\right) \psi_s\,dz_s. \tag{72}$$

Mittels partieller Integration läßt sich (72) leicht umformen. Berücksichtigt man, daß entsprechend unseren früheren Voraussetzungen für die Stromverteilung gilt:

$$\frac{d^2\psi_s}{dz_s^2} + k^2 \psi_s = 0,$$

erhält man für (72) mittels partieller Integration:

$$U_{rs} = \left[\Pi'_r \frac{d\psi_s}{dz_s} - \frac{\partial \Pi'_r}{\partial z_s}\,\psi_s\right]_{z_{s1}}^{z_{s2}}. \tag{73}$$

[6]) M. Bontsch-Brujewitsch, Ann. d. Phys. 81, 425, 1926.
[7]) A. Pistolkors, a. a. O.
[8]) R. Bechmann, a. a. O.

In Gl. (73) haben wir den früher erwähnten Zusammenhang der Kopplungskoeffizienten und des Strahlungswiderstandes mit dem Hertzschen Vektor gefunden. Aus diesen Ausdrücken lassen sich die Koeffizienten U_{rs} leicht berechnen, da nach § 2 die Ausdrücke für Π bekannt sind. Im Folgenden seien einige Beispiele dafür angegeben. Befindet sich speziell an den Enden der Leiter ein Stromknoten, so fällt in (73) jeweils das zweite Glied fort.

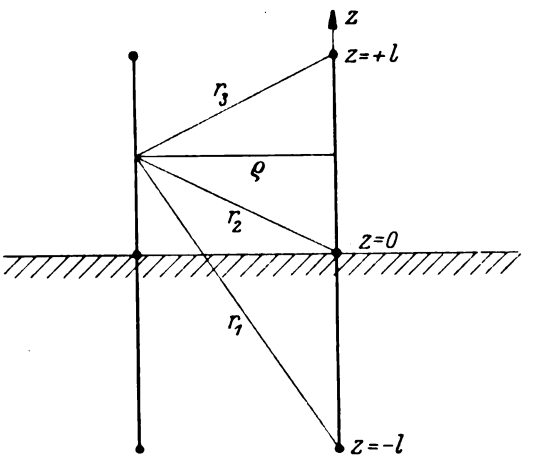


Bild 7.

Es sei zunächst die Berechnung des Koeffizienten U_{12} bzw. des Strahlungswiderstandes U_{11} für zwei mit Kapazität und Selbstinduktion beschwerte Leiter durchgeführt. Wir betrachten zwei gleichartige parallel und auf gleicher Höhe angeordnete Leiter (Bild 7). Diese haben die Länge l. Die Koordinaten der Leiterendpunkte seien $z_{02} = l$ und $z_{01} = 0$. Die Stromverteilung längs der Leiter ist gegeben durch die Lösung des in § 1 angesetzten Randwertproblems. Demzufolge setzen wir für die Stromverteilung auf den Leitern $\psi_1 = \cos(kz - \beta)$. Es sei zur Abkürzung eingeführt $kl - \beta = \alpha$. Die Leiter befinden sich über der Erde, die als unendlich leitend angenommen und der durch Hinzufügung des Spiegelbildes des Leiters Rechnung getragen sei. Für diese gespiegelten Leiter gilt die Stromverteilung $\psi_2 = \cos(kz + \beta)$ mit den Grenzen $z_{02} = 0$ und $z_{01} = -l$. Die Amplituden seien gleich groß. Nach (70) berechnet sich der Kopplungskoeffizient aus der Beziehung:

$$U_{12} = -\int_{-l}^{l} E'_z\,\psi'\,dz. \tag{74}$$

Die gesamte Stromverteilungsfunktion hierin ist $\psi' = \psi'_1 + \psi'_2$. Entsprechend der Stromverteilung auf dem Leiter und seinem Spiegelbild setzt sich E_z aus zwei Teilen zusammen. Der mit ψ'_1 gebildete Anteil sei E_1, der mit ψ'_2 gebildete Anteil sei E_2. Es ist also $E_z = E_1 + E_2$. Demzufolge zerfällt (74) in 4 Bestandteile:

$$U_{12} = -\left[\int_0^l E'_1\psi'_1\,dz + \int_0^l E'_2\psi'_1\,dz + \int_{-l}^{0} E'_1\psi'_2\,dz + \int_{-l}^{0} E'_2\psi'_2\,dz\right]. \tag{75}$$

Aus Symmetriegründen sind aber der erste und vierte Ausdruck, ferner der zweite und dritte Ausdruck einander gleich. Wir erhalten also für den Kopplungs-

Digitized by Google

koeffizienten zweier gleichartiger beschwerter Leiter über einer unendlich leitenden Erde unter Berücksichtigung von (73):

$$U_{12}=2\left\{(\Pi_1'+\Pi_2')\frac{d\psi_1}{dz}\Big]_0^l-\frac{\partial}{\partial z}(\Pi_1'+\Pi_2')\cdot\psi_1\Big]_0^l\right\}, \tag{76}$$

wobei Π'_1 und Π'_2 die mit ψ_1 und ψ_2 gebildeten Hertzschen Vektoren bedeuten. Die Ausdrücke Π_1 und Π_2 sind durch (40) gegeben. Es ist:

$$\begin{aligned}\Pi_1&=\frac{iA}{2kc}\left[e^{i(kz-\beta)}\{Ei(iku_{21})-Ei(iku_{11})\}\right.\\&\left.-e^{-i(kz-\beta)}\{Ei(iku'_{21})-Ei(iku'_{11})\}\right]\\\Pi_2&=\frac{iA}{2kc}\left[e^{i(kz+\beta)}\{Ei(iku_{22})-Ei(iku_{12})\}\right.\\&\left.-e^{-i(kz+\beta)}\{Ei(iku'_{22})-Ei(iku'_{12})\}\right]\end{aligned} \tag{77}$$

mit den Werten:

$$\begin{aligned}u_{21},\ u'_{21}&=r_3\mp(z-l)\\u_{11},\ u'_{11}&=r_2\mp z\\u_{22},\ u'_{22}&=r_2\mp z\\u_{12},\ u'_{12}&=r_1\mp(z+l),\end{aligned} \tag{77a}$$

wobei zur Abkürzung

$$r_3=\sqrt{\varrho^2+(z-l)^2};\ r_2=\sqrt{\varrho^2+z^2};$$
$$r_1=\sqrt{\varrho^2+(z+l)^2}$$

gesetzt ist. Durch Bildung des Ausdruckes (76) unter Verwendung von (77) und (77a) erhält man:

dabei bedeutet $C=0{,}557$ die Eulersche Konstante. Die in (79) für $\varrho=0$ unendlich werdenden Ausdrücke lassen sich in der Umgebung des Nullpunktes entwickeln. Es gilt

$$\begin{aligned}Ci(k(\sqrt{\varrho^2+l^2}-l))&=Ci\left(\frac{k\varrho^2}{2l}\right)\\&=C+ln\frac{k}{2l}+2ln\varrho\cdots\\Ci(k(\sqrt{\varrho^2+(2l)^2}-2l))&=Ci\left(\frac{k\varrho^2}{4l}\right)\\&=C+ln\frac{k}{4l}+2ln\varrho\cdots\end{aligned} \tag{80a}$$

Der Grenzwert von (79) bleibt endlich, da die für $\varrho=0$ unendlich werdenden Glieder $ln\varrho$ herausfallen. Man erhält für den Strahlungswiderstand des beschwerten Leiters den Ausdruck, wenn zur Abkürzung $kl=\Theta$ gesetzt wird, im technischen Maßsystem[9]):

$$\begin{aligned}R&=15\sin 2\beta\{2Si(2\Theta)-Si(4\Theta)\}\\&+15\cos 2\beta\{2Ci(2\Theta)-Ci(4\Theta)-ln\Theta-C\}\\&+30\left\{\cos^2\alpha\left(\frac{\sin 2\Theta}{2\Theta}-1\right)-Ci(2\Theta)+2ln2\Theta+C\right\}\end{aligned} \tag{81}$$

Dieser Ausdruck ist identisch mit dem früher von van der Pol[10]) mittels der Methode der Integration des Poyntingschen Vektor gefundenen Ausdruckes für den Strahlungswiderstand.

$$\begin{aligned}U_{12}=\frac{1}{2c}\Big[&4Ei(ik\varrho)-2Ei(ik(\sqrt{\varrho^2+l^2}-l))-2Ei(ik(\sqrt{\varrho^2+l^2}+l))\\&+e^{2i\beta}\{2Ei(ik(\sqrt{\varrho^2+l^2}-l))-Ei(ik(\sqrt{\varrho^2+(2l)^2}-2l))-Ei(ik\varrho)\}\\&+e^{-2i\beta}\{2Ei(ik(\sqrt{\varrho^2+l^2}+l))-Ei(ik(\sqrt{\varrho^2+(2l)^2}+2l))-Ei(ik\varrho)\}\Big]\\&+\frac{1}{c}\left(\frac{e^{ik\sqrt{\varrho^2+(2l)^2}}}{ik\sqrt{\varrho^2+(2l)^2}}-\frac{e^{ik\varrho}}{ik\varrho}\right)\cos^2\alpha\ .\end{aligned} \tag{78}$$

Der reelle Teil von (78) lautet:

$$\begin{aligned}\Re e(U_{12})=\frac{1}{2c}\Big[&4Ci(k\varrho)-2Ci(k(\sqrt{\varrho^2+l^2}-l))-2Ci(k(\sqrt{\varrho^2+l^2}+l))\\&+\cos 2\beta\{2Ci(k(\sqrt{\varrho^2+l^2}-l))-Ci(k(\sqrt{\varrho^2+(2l)^2}-2l))-2Ci(k\varrho)\\&+2Ci(k(\sqrt{\varrho^2+l^2}+l))-Ci(k(\sqrt{\varrho^2+(2l)^2}+2l))\}\\&+\sin 2\beta\{2Si(k(\sqrt{\varrho^2+l^2}+l))-Si(k(\sqrt{\varrho^2+(2l)^2}+2l))\\&-2Si(k(\sqrt{\varrho^2+l^2}-l))+Si(k(\sqrt{\varrho^2+(2l)^2}-2l))\}\Big]\\&+\frac{1}{c}\left\{\frac{\sin k\sqrt{\varrho^2+(2l)^2}}{k\sqrt{\varrho^2+(2l)^2}}-\frac{\sin k\varrho}{k\varrho}\right\}\cos^2\alpha\ .\end{aligned} \tag{79}$$

Durch (78) bzw. (79) ist der Kopplungskoeffizient U_{12} bestimmt. Den Strahlungswiderstand $R=\Re e\,(U_{11})$ erhält man aus (79) durch Uebergang zu $\varrho=0$. Der Integralcosinus $Ci\,(x)$ besitzt für kleine Werte von x die Entwicklung:

$$Ci(x)=C+ln\,x\quad\frac{1}{2}\frac{x^2}{2!}+\cdots, \tag{80}$$

Wir berechnen nun den Kopplungskoeffizienten U_{rs} zweier Leiter, deren Länge je ein Vielfaches der halben Wellenlänge der erregenden Schwingung ist, die parallel, jedoch auf verschiedenen Höhen angeordnet sind. Man gelangt dabei zu einem allgemeinen

[9]) Es gilt für die elektrostatisch gemessene Einheit des Widerstandes $1\,ESE=30\cdot c\,R\Omega$.
[10]) van der Pol jr., a. a. O.

Digitized by Google

Ausdruck. Alle weiteren Ausdrücke für Kopplungskoeffizienten spezieller Anordnungen und Strahlungswiderstände von Leitern, deren Länge ein Vielfaches der halben Wellenlänge sind, gehen aus diesem lediglich durch Spezialisierung, hervor. Der reelle Teil dieses allgemeinen Gesetzes wurde zuerst von A. Pistolkors[11]) angegeben. Durch den in Gl. (73) gefundenen Zusammenhang zwischen dem Hertzschen Vektor und den Kopplungskoeffizienten wird jedoch die Ableitung sehr vereinfacht. Sie sei im folgenden kurz angegeben.

Wir betrachten zwei Leiter r und s (Bild 8). Die Länge des r-ten bzw. s-ten Leiters sei l_r bzw. l_s,

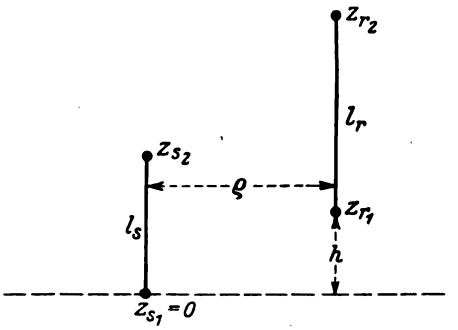


Bild 8.

wobei $l_r = m\,\lambda/2$ bzw. $l_s = n\,\lambda/2$ mit $m, n = 1, 2, 3 \ldots$ gesetzt sei. Die Koordination der Leiter-Endpunkte seien x_r, y_r, $z_{r_2} = l_r + h$, $z_{r1} = h$ bezw. x_s, y_s, $z_{s2} = l_s$, $z_{s1} = 0$. Die Stromfunktion sei gegeben durch $\psi_r = \sin k(z_r - h)$ bezw. durch $\psi_s = kz_s$. Die Koeffizienten U_{rs} lauten dann definitionsgemäß

$$U_{rs} = -\int_{z_{s1}}^{z_{s2}} E'_{rs}\,\psi_s\,dz_s = \Pi_r \frac{d\psi_s}{dz_s}\Big]_{z_{s1}}^{z_{s2}}. \tag{82}$$

Π_r ist nach (40) für die betrachtete Anordnung gegeben durch den Ausdruck

$$\Pi_r = \frac{A_r}{2kc}\left[e^{ik(z-h)}\{Ei(iku_2) - Ei(iku_1)\}\right.$$
$$\left. + e^{-ik(z-h)}\cdot\{Ei(iku_2') - Ei(iku_1')\}\right] \tag{83}$$

mit den Werten

$$u_1, u_1' = \sqrt{\varrho^2 + (z - z_{r1})^2} \mp (z - z_{r1})$$
$$u_2, u_2' = \sqrt{\varrho_2 + (z - z_{r2})^2} \mp (z - z_{r2}) \tag{83a}$$

Für den Koeffizienten U_{rs}, für (82) ergibt sich demnach

$$U_{rs} = \frac{1}{2c}\left[e^{ikh}\{Ei(iku_{22}) + Ei(iku_{11}) - Ei(iku_{21}) - Ei(iku_{12})\}\right.$$
$$\left. + e^{-ikh}\{Ei(iku'_{22}) + Ei(iku'_{11}) - Ei(iku'_{21}) - Ei(iku'_{12})\}\right], \tag{84}$$

wobei zur Abkürzung gesetzt ist

$$u_{22}; u'_{22} = \sqrt{\varrho^2 + (h + l_r - l_s)^2} \mp (h + l_r - l_s)$$
$$u_{12}; u'_{12} = \sqrt{\varrho^2 + (h + l_r)^2} \mp (h + l_r)$$
$$u_{21}; u'_{21} = \sqrt{\varrho^2 + (h - l_s)^2} \mp (h - l_s) \tag{84a}$$
$$u_{11}; u'_{11} = \sqrt{\varrho^2 + h^2} \mp h$$

Wir betrachten nun noch einige spezielle Fälle von (84). Zunächst nehmen wir an, die beiden betrachteten Leiter befinden sich auf gleicher Höhe und seien gleich lang. Die Länge der Leiter sei $l = l_r = l_s = n\lambda/2$, $n = 1, 2, 3 \ldots$ Für diese Anordnung erhält man aus (84) wenn darin $h = 0$ gesetzt wird:

$$U_{rs} = \frac{1}{c}\left[2Ei(ik\varrho) - Ei(ik(\sqrt{\varrho^2 + l^2} + l)) - Ei(ik(\sqrt{\varrho^2 + l^2} - l))\right] \tag{85}$$

Wir berechnen weiter den Ausdruck (84) für den Fall, daß die beiden Leiter senkrecht übereinander angeordnet sind. Die Koordinaten der Leiter-Endpunkte seien $z_{s2} = l_s$, $z_{s1} = 0$, $z_{r2} = h + l_s$, $z_{r1} = h$. Es sei jedoch vorausgesetzt, daß $h \leq l_s$ ist, damit die beiden Leiter sich nicht teilweise überdecken. Der gesuchte Ausdruck ergibt sich durch Uebergang zu $\varrho = 0$ in (84). Der Grenzübergang ist für den reellen und imaginären Teil getrennt auszuführen. Durch Anwendung der Entwicklung für den Integralcosinus in der Umgebung des Nullpunktes (80) bzw. von (80a) erhält man für den reellen Teil des Kopplungskoeffizienten von übereinanderliegenden Leitern

$$\Re e\,(U_{rs}) = \frac{\cos kh}{2c}\left[Ci(2k(h + l_r - l_s)) - Ci(2k(h + l)) - Ci(2k(h - l_s)) - Ci(2kh) + ln\frac{(h + l_r)\cdot(h - l_s)}{(h + l_r - l_s)\cdot h}\right]$$
$$+ \frac{\sin kh}{2c}\left[Si(2k(h + l_r - l_s)) - Si(2k(h + l_r)) - Si(2k(h - l_s)) + Si(2kh)\right] \tag{86a}$$

Für den imaginären Teil ergibt sich

$$\Im m\,(U_{rs}) = \frac{\cos kh}{2c}\left[Si(2k(h + l_r - l_s)) - Si(2k(h - l_r)) - Si(2k(h - l_s)) + Si(2kh)\right]$$
$$- \frac{\sin kh}{2c}\left[Ci(2k(h + l_r - l_s)) - Ci(2k(h + l_r)) - Ci(2k(h - l_s)) + Ci(2kh) - ln\frac{(h + l_r)\cdot(h - l_s)}{(h + l_r - l_s)\cdot h}\right]. \tag{86b}$$

Damit sind die Kopplungskoeffizienten für die wesentlichsten Fälle der Anordnung zweier paralleler Leiter angegeben. Weiterhin berechnen wird den Koeffizienten U_{ss} der Selbstkraft, den Strahlungswiderstand für Leiter, die ein Vielfaches der halben Wellenlänge sind. Dieser ergibt sich als reeller Teil des auf den betrachteten Leiter selbstbezogenen Kopplungskoeffizient U_{rs}. Der Koeffizient U_{ss} berechnet sich

[11]) A. Pistolkors, a. a. O.

Digitized by Google

aus Gl. (84), indem man darin $l_r = l_s$ und $h = 0$ setzt und zum Wert $\varrho = 0$ übergeht. Der Grenzübergang zu $\varrho = 0$ ist für den reellen und imaginären Teil getrennt auszuführen. Unter Anwendung der Entwicklung des Integralcosinus in der Umgebung des Nullpunktes gemäß Gl. (80) bzw. der Entwicklung (80a) erhält man für den Grenzwert $\varrho = 0$ des reellen Teiles für einen Leiter von der Länge $l = \frac{n\lambda}{2}$

$$\Re e\,(U_{ss}) = \frac{1}{c}\,[C + ln(2\pi n) - Ci(2\pi n)], \quad (87a)$$

für den Grenzwert des imaginären Teiles

$$\Im m\,(U_{ss}) = \frac{1}{c}\,Si(2\pi n). \quad (87b)$$

Die Ausdrücke (78a und 87b) erhält man auch als Grenzwert für $\varrho = 0$ aus dem Ausdruck (85).

Der Strahlungswiderstand R eines Leiters von der Länge $l = n\lambda/2$ hat demnach im technischen Maßsystem den Wert

$$R_{\left(l = \frac{n\lambda}{2}\right)} = 30\,[C + ln(2\pi n) - Ci(2\pi n)] \quad (88)$$

Es sei noch eine Tabelle, die von A. Pistolkors[12]) herrührt, hier angegeben. Diese Tabelle enthält die Werte für die reellen Teile der Kopplungskoeffizienten in technischen Einheiten für zwei Leiter von der Länge $l_r = l_s = \lambda/2$, die sich aus Formel (84) berechnen für Abstände, die ein Vielfaches der halben Wellenlänge sind, also für $\varrho = n\lambda/2$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$ und für Höhen h, die ebenfalls ein Vielfaches der halben Wellenlänge sind. Die Größen ϱ und h beziehen sich in der Tabelle auf die Wellenlänge als Einheit.

Tabelle 1.

h/ϱ	0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5
0,0	+73,29	−12,36	+4,08	−1,77	+1,18	−0,75	+0,42	−0,33
0,5	+26,40	−11,80	+8,83	−5,75	+3,76	−2,79	+1,86	−1,54
1,0	− 4,06	− 0,78	+3,56	−6,26	+6,05	−5,67	+4,51	−3,94
1,5	+ 1,78	+ 0,80	−2,92	+1,96	+0,16	−2,40	+3,24	−3,76
2,0	− 0,96	− 1,00	+1,13	+0,56	−2,55	+2,74	−2,07	+0,74
2,5	+ 9,58	+ 0,45	−0,42	−0,96	+1,59	−0,28	−1,59	+2,66
3,0	− 0,43	− 0,30	+0,13	+0,85	−0,45	−0,10	+1,74	−1,03

h/ϱ	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5
0,0	+0,21	−0,18	+0,15	−0,12	+0,12	−0,10	+0,06	−0,03
0,5	+1,08	−0,85	+0,69	−0,57	+0,51	−0,45	+0,36	−0,30
1,0	+3,08	−2,50	+2,10	−1,80	+1,56	−1,18	+1,14	−1,00
1,5	+3,68	−3,40	+3,14	−2,90	+2,61	−2,31	+2,06	−1,86
2,0	+0,51	−1,30	+1,82	−2,24	+2,28	−2,29	+2,26	−2,14
2,5	−2,49	+2,00	−1,35	+0,49	−0,06	−0,45	+0,85	−1,03
3,0	−0,09	+1,12	−1,87	+1,77	−2,02	+1,71	−1,32	+0,66

Damit seien die Betrachtungen über die Berechnung der Kopplungskoeffizienten abgeschlossen. In ähnlicher Weise lassen sich mittels der in § 2 angegebenen Ausdrücke für die elektrische Feldstärke die Strahlungswiderstände und Kopplungskoeffizienten für beliebige L- und T-Antennen berechnen. Man gelangt auch in diesen Fällen zu einfachen Ausdrücken, doch sei auf die Ableitung hier verzichtet.

[12]) A. Pistolskors, a. a. O.

Nachtrag bei der Korrektur.

Während der Drucklegung erschien eine zusammenfassende Arbeit von G. C. Southworth „Certain factors affecting the gain of directive antennas", Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 1502, 1930. In dieser sind die Strahlungswiderstände für Kurzwellen-Antennensysteme mittels des Poyntingschen Vektors berechnet. Ein Vergleich beider Arbeiten bestätigt die in der Einleitung gemachte Bemerkung, daß der direkten Methode mittels des Hertzschen Vektors der Vorzug zu geben ist. Es sei auf die in obiger Arbeit enthaltene Zusammenstellung der in den letzten Jahren über Antennenprobleme erschienenen Arbeiten hingewiesen.

Zusammenfassung.

Für Leiter, deren Länge von der Größenordnung der Wellenlänge sind und deren Stromverteilung sinusförmig sei, wurde der Hertzsche Vektor berechnet. Aus diesem wurden die elektrischen und magnetischen Feldstärken des schwingenden Leiters abgeleitet. Es ergeben sich für sämtliche Komponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke einfache Ausdrücke, die die Feldverhältnisse sowohl in der Nähe wie in der Ferne exakt beschreiben. Mittels dieser Ausdrücke lassen sich durch einfache Summation die Strahlungscharakteristiken beliebiger Systeme berechnen. Für Anordnungen mit parallelen Elementen wurde dies weitgehend durchgeführt.

Für die Berechnung der Strahlungsleistung bzw. des Strahlungswiderstandes gibt es zwei Methoden: die der Integration des Poyntingschen Vektors über eine das strahlende System einschließende Fläche, und eine direkte Methode, die auf der Betrachtung der Energieverhältnisse auf den Leitern selbst beruht. Die Aequivalenz beider Methoden wurde kurz abgeleitet. Mittels letzterer Methode wurden die Strahlungswiderstände für Leiter, die mit Kapazität und Selbstinduktion beschwert sind, und für Leiter, deren Länge ein Vielfaches der Wellenlänge sind, berechnet. Desgleichen wurde die Kopplungkraft zweier ebensolcher Leiter berechnet. Man erhält für die Strahlungsleistung Ausdrücke, die durch Integralcosinus und Integralsinus beherrscht sind. Weiter wurde ein einfacher Zusammenhang zwischen der Strahlungsleistung und dem zeitlichen Mittelwert des Hertzschen Vektors abgeleitet, der die Berechnung der Strahlungswiderstände und Kopplungskoeffizienten nach der direkten Methode äußerst vereinfacht.

(Eingegangen am 6. August 1930.)

Digitized by Google

Anwendung von Raumladegitterröhren zur Amplituden-Modulation.

Von **Fritz Below** und **Heinz E. Kallmann.**

Mitteilung aus dem Laboratorium der C. Lorenz A.-G.

Inhaltsübersicht.

I. Theoretische Grundlagen.
II. Nachweis und Messung der Steilheits-Modulation.
III. Anwendung des Effektes zur Sendermodulation.
Zusammenfassung.

Ein Verfahren zur Modulation von Sendern soll vor allem die folgenden Fehler vermeiden:

Erzeugung von Oberwellen der Trägerwelle;

Frequenz- und Amplituden-Verzerrungen der Modulations-Frequenzen;

Verstimmung der Trägerwelle durch die Modulation.

Schließlich soll das Verfahren auf Sender möglichst aller Wellenlängen und jeder Stärke anwendbar sein.

Da grundsätzlich kein bekanntes Verfahren allen diesen Forderungen zugleich genügt, scheint die Verfolgung eines Weges lohnend, der von vornherein allen genannten Fehlerquellen ausweicht. Er besteht darin, den Verstärkungsgrad einer Zwischenstufe eines fremdgesteuerten Röhrensenders im Rhythmus der Modulation zu verändern.

Der Verstärkungsgrad einer Röhrenstufe ist:

$$V = S_{\text{eff}} \cdot R_{a\,\text{eff}}$$

wenn S_{eff} die effektive Steilheit, $R_{a\,\text{eff}}$ der effektive Anodenwiderstand ist.

Ein möglicher Weg zur Verstärker-Modulation besteht also in der Beeinflussung der Arbeitssteilheit irgendeiner Zwischenstufe. Da bei der Modulation „im Knick" zwangsläufig Oberwellen der Trägerwelle entstehen, soll in einem prinzipiell geraden Teil der Kennlinie gearbeitet werden. Um nun die statische Steilheit einer Röhre zu beeinflussen, bietet sich ein Mittel durch die Anwendung von Raumladegitterröhren bestimmter Bauart. Nach Untersuchungen von F. Below[1]) ist die Steilheit solcher Röhren abhängig von der Raumladegittergleichspannung. Vorausgesetzt nun, daß, wie unten gezeigt wird, diese Abhängigkeit stückweise als linear anzusehen ist, kann man die Steilheit und damit den Verstärkungsgrad der Röhre im Rhythmus der Modulation dadurch beeinflussen, daß man in Serie mit der geeignet gewählten Raumladegittergleichspannung die Modulationswechselspannung an das Raumladegitter schaltet. Dies ist kurz vorweggenommen der Gedankengang der nachfolgenden Darlegungen.

I. Theoretische Grundlagen.

Von der genauen Theorie der Raumladegitterröhre seien hier die Grundlagen unter neuen Gesichtspunkten noch einmal kurz erläutert, damit dann der Verlauf der Steilheit über den ganzen Bereich diskutiert werden kann.

[1]) F. Below: Zur Theorie der Raumladegitterröhren; Z. Fernmeldetechnik **9**, 115 und 136, 1928.

Zur Vereinfachung der Ueberlegung macht man folgende Annahmen, die nur näherungsweise gültig sind:

1. Die Elektronen verlassen den Glühfaden mit der Geschwindigkeit $v = o$.
2. Als Glühfaden werde eine Aequipotential-Kathode benutzt.
3. Das Steuergitter habe einen sehr kleinen Durchgriff.

Man denke sich also als Steuergitter ein Anodenblech mit dem Barkhausenschen Effektivpotential

$$E_{st} = E_{stg} + D \cdot E_a.$$

Unter diesen drei Voraussetzungen ergibt sich als Formel für die Steilheit

$$S = \frac{C^2}{2} \frac{J_{\max}}{\sqrt{E_{rg} \cdot E_{st}}}.$$

$J_{\max}$ ist der Maximal-Anodenstrom bei gegebener Raumladespannung E_{rg}; C^2 ist ein Proportionalitäts-Faktor, der nur von den Röhrendimensionen abhängt.

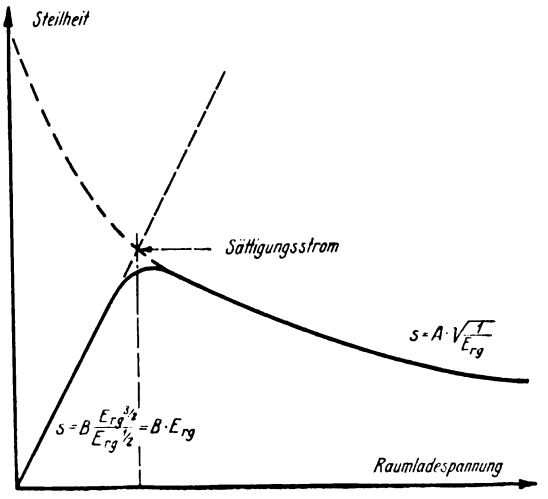


Bild 1.
Berechnete Abhängigkeit der Steilheit von der Raumladespannung.

Solange vom Raumladegitter der Sättigungsstrom noch nicht abgesaugt wird, ändert sich $J_{\max}$ nach der Langmuirschen Formel

$$J_{\max} = 1{,}465 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{l}{r} \cdot E_{rg}^{3/2} \text{ Amp.}$$

Bis zur Sättigungsspannung am Raumladegitter wird die Steilheit demnach:

$$S = B \frac{E_{rg}^{3/2}}{E_{rg}^{1/2}} = B E_{rg},$$

also steigen, um von dieser Spannung an, da $J_{\max}$ konstant wird, dem Gesetz:

$$S = A \frac{1}{\sqrt{E_{rg}}}$$

Digitized by Google

zu gehorchen. A und B sind zusammengefaßte Konstanten.

Der Gesamtverlauf der Steilheitsänderung, wie er sich aus diesen beiden Stücken zusammensetzt, ist in Bild 1 dargestellt.

Die Vernachlässigungen verringern die Steilheiten im ganzen etwas unter den theoretischen Wert, beeinflussen die Form des Verlaufes jedoch nur unwesentlich. Je besser also die Röhren den eingangs genannten Voraussetzungen genügen, desto günstiger sind sie für diesen Zweck.

II. Nachweis und Messung der Steilheits-Modulation.

Den im Vorhergehenden dargelegten Bedingungen genügt z. B. die Röhre Valvo U 4100 D, eine indirekt geheizte Doppelgitterröhre für Wechselstrom.

$D = 22\,\%$, $S_{max} = 1$ mA/V, Emmihsion ca. 40 mA.

An Röhren dieses Typs wurden die folgenden Untersuchungen vorgenommen. Zunächst wurde aus den Scharen der statischen Kennlinien J_a / E_{stg} für verschiedene Raumlade- und Anodenspannungen

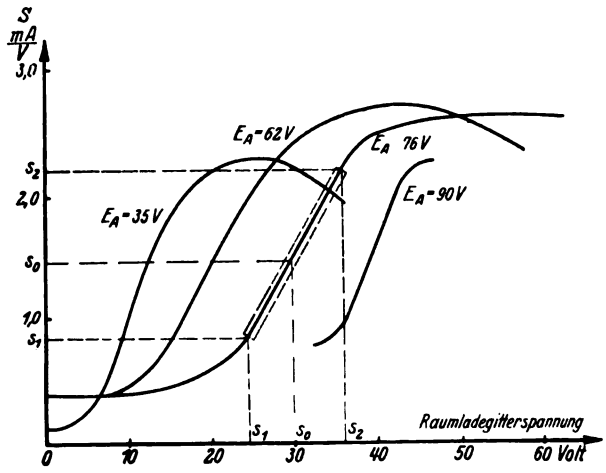


Bild 2.

Statisch bestimmte Abhängigkeit der Steilheit von der Raumladespannung.

graphisch die Steilheit bestimmt, jeweils im Punkte $E_{stg} = -0{,}5$ V, da nach der Theorie bei schwacher negativer Steuergitterspannung die stärkste Beeinflussung der Steilheit zu erwarten ist. Das Ergebnis dieser graphischen Auswertung zeigt Bild 2.

Als Ordinate ist die Steilheit im Punkte $E_{stg} = -0{,}5$ V aufgetragen, als Abszisse die Raumladegitterspannung. Die verschiedenen Kurven gelten für die verschiedenen angemerkten Anodenspannungen. Der allen Kurven gemeinsame Typ zeigt bei kleinen Raumladespannungen einen Anlauf von niedriger Steilheit, der bald in einen ziemlich langen gradlinig ansteigenden Teil übergeht, dann ein rundes Maximum zeigt und langsm wieder abfällt.

Nachdem also das Vorhandensein eines geraden Teiles festgestellt war, wurde die gleiche Erscheinung noch einmal direkt gemessen. An das mit $-1{,}5$ V Gleichspannung vorgespannte Steuergitter einer Valvoröhre U 4100 D wurde eine Wechselspannung von 1,0 V_{eff} (50 Per./sec) angeschaltet. Für verschiedene Anodenspannungen wurde dann die Steilheit ermittelt in Abhängigkeit von der Raumladegittergleichspannung. Die Steilheit ergab sich aus der Wechselspannung über einem Widerstand von etwa 500 bis 1000 Ohm im Anodenkreis. Das Ergebnis dieser Meßreihe zeigt Bild 3.

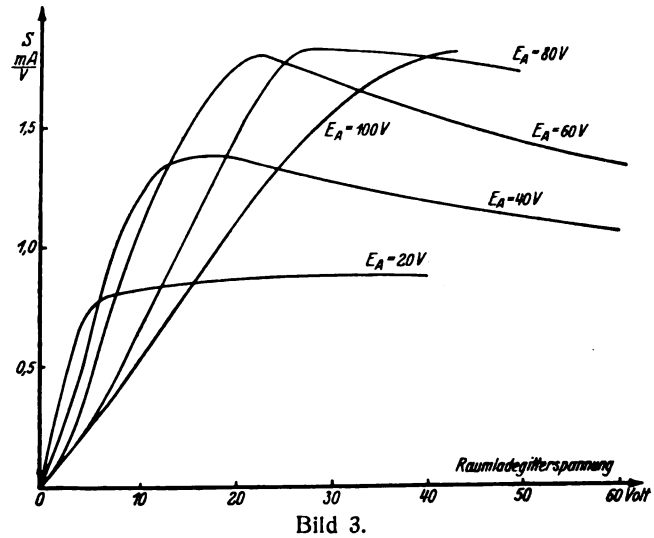


Bild 3.

Abhängigkeit der Steilheit einer Raumladegitterröhre von der Raumladespannung.

Die Kurven zeigen deutlich ähnlichen Verlauf wie die in Bild 2. Ein Unterschied besteht jedoch darin, daß hier (im Punkte $E_{stg} = -1{,}5$ Volt) die höchsten erzielten Steilheiten geringer sind als im Punkte $E_{stg} = -0{,}5$ Volt erreichbaren. In der Tat ist nach Teil I und ebenso nach dem Aussehen der Schar statischer

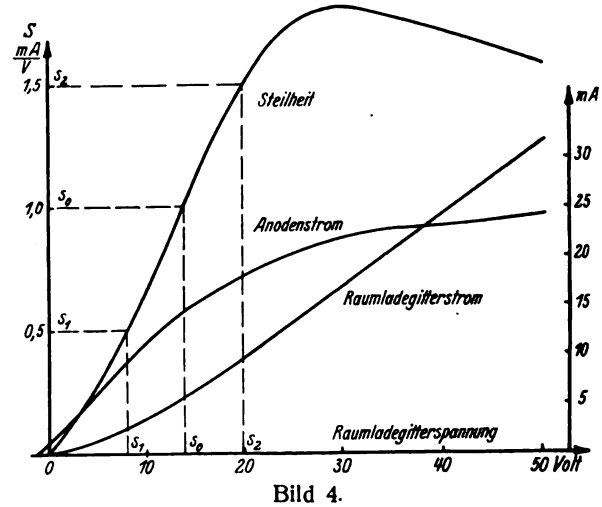


Bild 4.

Abhängigkeit der Steilheit, des Anodenstromes und des Raumladegitterstromes von der Raumladespannung bei der Anodenspannung 70 Volt.

Kennlinien zu erwarten, daß die Beeinflussung der Steilheit am wirksamsten nahe der Steuergitterspannung $E_{stg} = 0$ ist. Aus der Kurvenschar in Bild 3 ergibt sich als günstig eine Anodenspannung von ca. 70 Volt. Bild 4 zeigt die dann gültige Kurve. Deren gerader Teil reicht etwa von $E_{rg\,1} = 8$ Volt bis $E_{rg\,2} = 20$ Volt; dabei ändert sich die Steilheit von $S_1 = 0{,}5$ mA/V bis $S_2 = 1{,}5$ mA/V. In das gleiche Bild ist auch die Abhängigkeit des Anodenstromes selbst von der Raumladespannung eingetragen; da auch dieser gesteuert wird, ergibt sich, daß dem Anodenstrom nicht nur die modulierte Trägerwelle aufgeprägt ist, sondern auch noch die modulierende

Digitized by Google

Niederfrequenz selbst, jedoch bleibt deren Anwesenheit ohne Einfluß auf die folgenden Hochfrequenz-Verstärkerstufen. Schließlich ist in Bild 4 auch noch die Abhängigkeit des Raumladegitterstromes von der Raumladegitterspannung eingetragen. Der schwach gekrümmten Charakteristik entspricht ein ohmscher Widerstand von im Mittel ca. 2500 Ohm. Dieser Widerstand ist als Belastung des Modulators anzusehen, der dieser also gewachsen sein muß. Zur Vermeidung von Verzerrungen durch die Amplitudenabhängigkeit des Belastungswiderstandes soll die Modulationswechselspannung möglichst weitgehend unabhängig von den Schwankungen dieses Widerstandes sein.

III. Anwendung des Effektes zur Sendermodulation.

Würde man, wie in Teil II angenommen ist, eine U 4100 D mit 70 Volt Anodenspannung, — 1,5 V Steuergittervorspannung und + 14 V Raumladegittergleichspannung betreiben, so hätte man eine Steilheit $S_0 = 1{,}0$ mA/V. Ueberlagert man dieser Raumladegittergleichspannung eine Modulationswechselspannung

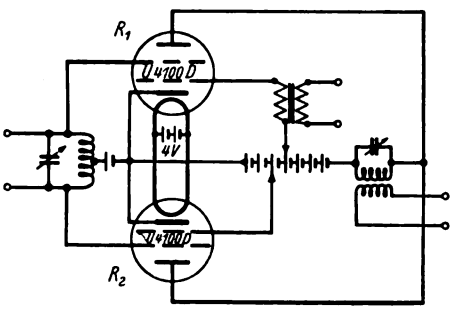


Bild 5.
Gegentaktschaltung für die Modulationsstufe.

mit dem Scheitelwert 6 V, so würde im Rhythmus der Modulation die Steilheit von $S_1 = 0{,}5$ bis $S_2 = 1{,}5$ schwanken, was einem Ansteuerungsgrad von 50 % in der der Steilheit proportionalen Senderamplitude entspricht, bezogen auf die der mittleren Steilheit S entsprechende Ruheamplitude. Um zu höheren Aussteuerungsgraden zu gelangen, bedient man sich einer Gegentaktschaltung, z. B. ähnlich Bild 5. Eine beliebige Röhre R_2 wird in Gegentakt zur Modulationsdoppeltgitterröhre R_1 geschaltet, so daß also deren Steuergitter die gleiche, aber gegenphasige Hochfrequenzwechselspannung erhält. Die Anode ist jedoch über einen Widerstand W mit der Anode der Doppelgitterröhre R_1 verbunden, so daß also die Anodenkreise in Gleichtakt geschaltet sind. Durch den Widerstand W wird die Steilheit der Röhre R_2 auf den Wert S_1 einreguliert und auf diesem Wert festgehalten. Da nun die Röhre R_2 der Röhre R_1 entgegenwirkt, wird folglich die gesamte jeweils wirksame Steilheit des Systems um S_1 erniedrigt. Wird nun die Röhre R_1 um den Wert S_0 von S_1 bis S_2 moduliert, so schwankt die Gesamtsteilheit der Schaltung im Rhythmus der Modulation um den Wert

$$S_m = S_0 - S_1 \text{ vom Minimalwert } S_{min} = 0$$
$$\text{bis zum Maximalwert } S_{max} = S_2 + S_1,$$

so daß ein Aussteuerungsgrad von 100 % erzielt wird. Wird die Steilheit der Röhre R_2 höher als S_1 gewählt, so läßt sich Umspringen derPhase der Trägerwelle m_q u. a. m. erreichen. Vorteilhaft ist es, als Gegentaktröhre R_2 eine solche gleichen Typs wie R_1 zu wählen; der Widerstand W fällt dann fort (Bild 5). Die Raumladegittergleichspannung wird so gewählt, daß die Steilheit der Röhre R_2 gleich S_1 ist; in diesem Falle erhält sie keine Raumladegitterwechselspannung. Durch die weitgehende Symmetrie erübrigt sich die Neutralisation des Systems.

Um größere Amplituden zu modulieren, als sie die verwendete Röhre bewältigen kann, wäre der Bau entsprechend großer Spezial-Doppelgitterröhren erforderlich.

Zusammenfassung.

Es wird ein Modulationsverfahren beschrieben, das auf der Beinflussung der Steilheit von Verstärkerröhren beruht. Die dem Verfahren zugrundeliegende Abhängigkeit der Steilheit bei Doppelgitterröhren von der Raumladespannung wird erläutert. Eine zur Anwendung geeignete Modulationsschaltung wird angegeben.

(Eingegangen am 23. Juli 1930.)

Ein einfacher Frequenzmesser hoher Genauigkeit.

Von **H. Piesch**, Wien.

Inhaltsübersicht.

I. Uebersicht der bestehenden Frequenzmesser-Typen.
1. Eichnormalien.
2. Meßeinrichtungen über einen weiten Frequenzbereich.

II. Nähere Erörterung des Absorptionswellenmessers.
1. Beschreibung der Wirkungsweise.
2. Theoretische Begründung derselben.
a) auf Grund der Sekundärstrahlung des Saugkreises.
b) auf Grund der magnetischen Kopplung zwischen „Saug-" und „Empfangskreis".
3. Die Verwendbarkeit der einzelnen Erscheinungen für Meßzwecke.
a) Aenderung des Spulenstromes bzw. der Spannung am Abstimmkreis des Empfängers.
b) Aenderung der Eigenfrequenz beider Kreise durch die Kopplung.

III. Beschreibung einer Meßanordnung mit Absorptionskreis.

Zusammenfassung.

Digitized by Google

I. Uebersicht der bestehenden Frequenzmesser-Typen.

Die Hochfrequenzmeßtechnik beschäftigt sich während der letzten Jahre intensiv mit der Ausarbeitung von Frequenzmessern hoher Genauigkeit, welche teils zur Ueberwachung einzelner Sendestationen, teils zur Kontrolle eines breiten Frequenzbandes dienen sollen. Um die bereits bestehenden Typen von hochwertigen Meßgeräten dieser Art kurz zu kennzeichnen, sei das folgende erwähnt:

1. Eichnormalien zur Bestimmung einzelner Frequenzen.

Als Normalien werden benützt: a) Quarzgesteuerte Oszillatoren, deren Eigenfrequenz bei Beobachtung geeigneter Vorsichtsmaßregeln um weniger als 0,01 v. T. schwanken[1])[2])[3]); b) Quarzresonatoren, deren Eigenfrequenz bis zu 0,01 v. T. konstant bleibt[4])[5]); c) Sender, welche durch eine hohe Oberfrequenz eines Tonfrequenzgenerators großer Konstanz gesteuert werden[6])[7])[8]); d) Neonröhren, die, so wie die Quarzresonatoren, als Frequenzanzeiger verwendet werden können[9]). Erfahrungsmaterial über deren Konstanz liegt noch nicht vor.

Diese oben angeführten Normalien werden sowohl an Eichämtern und Hochfrequenzinstituten, als auch zur Ueberwachung der Trägerfrequenz einer einzelnen Sendestation, wie auch zur dauernden Kontrolle und Nacheichung der üblichen Wellenmesser benützt.

2. Für Wellenmesser, welche lückenlos einen weiteren Bereich überstreichen, werden meist dreierlei Schaltungstypen verwendet: a) Resonanzkreis mit Indikator, b) Ueberlagerungswellenmesser, c) Absorptionskreis.

a) Bezüglich des Resonanzkreises ist zu bemerken: die Empfindlichkeit eines solchen Kreises ist recht gering; zur Messung der Trägerwelle ferner Sender muß daher ein Hilfsoszillator auf diesen Sender abgestimmt und mit dem Resonanzkreis gekoppelt werden. Der Nachteil dieser Frequenzmessertype besteht in seiner geringen Abstimmschärfe. Es muß auf das Maximum der Resonanzkurve eingestellt werden; auf die Stelle der Kurve also, an welcher sie am wenigsten steil verläuft. Selbst bei besonders verlustlos ausgeführten Abstimmkreisen und sorgfältigster Einstellung kann die Ablesegenauigkeit im kürzerwelligen Bereich selten auf mehr als 1 v. T. getrieben werden. Im längerwelligen Bereich, wo entweder große Parallelkondensatoren oder mehrlagig gewickelte Spulen verwendet werden müssen, ist die Dämpfung des Resonanzkreises noch höher und die Ablesegenauigkeit dementsprechend geringer. Um Meßfehler zu vermeiden, muß dafür gesorgt werden, daß die elektrischen Daten der Bestandteile am Resonanzkreis durch äußere Einflüsse, wie Temperatur- oder Feuchtigkeitsschwankungen, sowie durch Abnützung möglichst wenig geändert werden. Dieses Problem kann bzgl. der Abstimmkondensatoren als weitgehend gelöst betrachtet werden. Dank der Arbeiten von Griffith, Divoire und Braillard u. a.[10])[11])[12]) ist es gelungen, Drehkondensatoren zu konstruieren, in welchen Aenderungen der Charakteristik durch das Durchbiegen der Platten, Abnützen der Lager usw. vermieden werden. Ungünstiger steht es um die Konstanthaltung der Spulen; diese sind besonders durch Aenderung der Witterung und der Temperatur beeinflußbar. Doch liegt auch hier bereits umfassendes Versuchsmaterial vor, aus welchem hervorgeht, auf welche Weise diese Einflüsse vermindert, bzw. aufgehoben werden können[13]).

b) Der Nachteil des einfachen Resonanzkreises, die geringe Abstimmschärfe, wird bei den Wellenmessern nach dem Ueberlagerungsprinzip vermieden. Bei diesen wird ein geeichter Oszillator verwendet, welcher mit der zu messenden Frequenz zur Interferenz gebracht wird. Die Frequenz des Interferenztons gibt den Frequenzunterschied zwischen der zu messenden und der im Oszillator erzeugten Frequenz an. Diese kann durch Tonfrequenzmesser bestimmt und auf diese Weise die Ablesegenauigkeit sehr hoch getrieben werden; z. B. im mittleren Rundfunkbereich auf mindestens 0,01 v. T. Unbedingt erforderlich ist aber, daß die Eichung des Oszillators während längerer Zeit absolut konstant gehalten werden kann. Nach den Veröffentlichungen von Braillard und Devoire[14]) kann bei bestimmten Röhrentypen und sorgfältiger Wahl der Betriebsverhältnisse und bei dauernder Ueberwachung der Speisespannungen diese Konstanz während mehrerer Monate aufrechterhalten bleiben. Ebenso können durch zweckmäßigen Schaltungsaufbau und Wahl der Einzelteile kapazitive Störkopplungen durch die Umgebung weitgehend vermieden werden. Auch müssen bei der Wahl der Abstimmittel dieselben Vorsichtsmaßregeln beobachtet werden, wie bei der Konstruktion von Resonanzkreisen.

Ein anderer Weg, Meßfehler, verursacht durch Frequenzschwankungen im Oszillator, zu vermeiden, gibt Nögel[15]) an:

Im Meßlaboratorium von Geltow wird der Oszillator dauernd durch Quarzresonatoren kontrolliert, d. h. also vor jeder Messung nachgeeicht.

c) Messungen mit dem Absorptionskreis sind verhältnismäßig leicht und rasch durchzuführen und verlangen den geringsten Aufwand von Meßinstrumenten, werden jedoch meist nur zu Vormessungen oder dort verwendet, wo es auf geringere Genauigkeit ankommt. Doch ist schon im Jahre 1928 von Aiken[16]) eine Anordnung für präzise Frequenzmessungen unter Verwendung eines Absorptionskreises ausgearbeitet worden; auch bedient man sich in letzter Zeit der Absorptionsmethode bei Kapazitäts- und Induktivitätsmessungen, sowie bei der Bestimmung von Verlustwiderständen bei Hochfrequenz[17])[18]). Es ist daher bereits der Nachweis erbracht, daß auch mit dieser einfachen Methode präzise Messungen durchgeführt werden können und es soll daher die Wirkungsweise des Absorptionskreises näher untersucht und gezeigt werden, ob und in welcher Weise er zu Frequenzmessungen hoher Genauigkeit verwendet werden kann. Die praktische Ausführung solcher Messungen soll erörtert werden.

II. Nähere Erörterung des Absorptionswellenmessers.

1. Beschreibung der Wirkungsweise.

In einem hochfrequenten Feld befindet sich ein Resonanzkreis mit Indikator, der „Empfänger". Wird nun ein zweiter Resonanzkreis, der „Saugkreis", dem Empfänger genähert und auf dessen Eigenfrequenz abgestimmt, so zeigt sich in beiden Kreisen eine Verstimmung, sowie eine Aenderung der Dämpfung und

Digitized by Google

der vom Feld aufgenommenen Spannung. Intensität und Verlauf dieser Aenderung ist vom Kopplungsgrad der beiden Kreise, sowie von der Dämpfung jedes derselben abhängig.

Wird die Abstimmung am Saug- und Empfangskreis stetig geändert, z. B. der Saugkreis von höheren zu niedrigeren Frequenzen abgestimmt ($\Delta\omega$), so wird bei sehr loser Kopplung zwischen beiden Kreisen die Eigenfrequenz des Empfängers (f_0) langsam verringert (siehe Bild 1), steigt dann aber steil über den ursprünglichen Wert hinaus zu höheren Frequen-

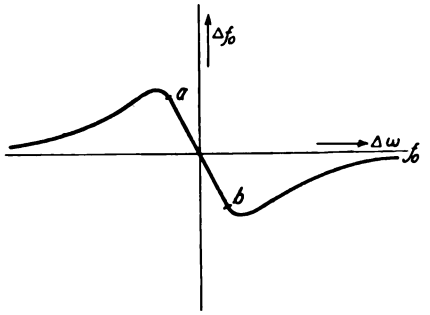


Bild 1.
Verstimmung an einem Abstimmkreis durch Ankopplung eines Absorptionskreises.

zen an und geht bei weiterer Verstimmung am Saugkreis langsam wieder zum Anfangswert zurück. In gleicher Weise nimmt nach Bild 2 die Empfangsspannung zu, fällt dann rasch zu niedrigeren Wert ab, um langsam wieder zu ihrem ursprünglichen Wert anzuwachsen. Die Kopplung kann

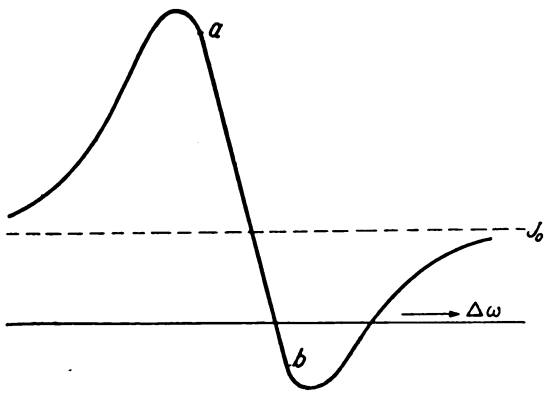


Bild 2.
Änderung der Empfangsspannung durch Ankopplung eines Absorptionskreises.

so eingeregelt werden, daß der steile Ast (a—b in Bild 1, 2) im Vergleich zur Bjerknesschen Resonanzkurve des Kreises wesentlich steiler abfällt. Ist es möglich, einen Kurvenpunkt an diesem steilen Ast zu bestimmen, auf welchen bei Frequenzmessungen eingestellt werden kann und der eindeutig reproduzierbar ist, so kann eine wesentlich höhere Meßgenauigkeit erzielt werden als mit Resonanzkreisen (s. Einl. a).

2. Theoretische Begründung.

a) Auf Grund der Sekundärstrahlung des Saugkreises.

Die oben beschriebene Beeinflussung des Empfängers durch den Saugkreis kann so gedeutet werden, daß der Saugkreis Energie vom Feld des Senders aufnimmt und diese z. T. wieder ausstrahlt. Das Feld dieses Sekundärstrahlers überlagert sich dem primären Feld und trägt zu dessen Stärkung oder Schwächung bei.

Nach Rüdenberg berechnet sich der Strom I, welcher in einem Abstimmkreis ($L_A C_A R_A$) durch ein Wechselfeld der Frequenz ω induziert ist, zu

$$J = K \frac{E\cos(\omega t - \gamma)}{\sqrt{\left[\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 - 1\right]^2 L^2\omega^2 + [R + S\omega]^2}} \quad (1)^{19})$$

wenn mit K ein Proportionalitätsfaktor,
mit S der Strahlungswiderstand des Kreises,
mit $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{C_A L_A}}$ die Eigenfrequenz des Kreises
und mit $E \sin \omega t$ die Feldstärke des primären Feldes bezeichnet wird.

Der Phasenverschiebungswinkel zwischen Primärfeldstärke und induziertem Spulenstrom beträgt

$$\frac{\pi}{2} - \operatorname{arc\,tg}\left(\frac{\left(\frac{\omega_0}{\omega} - 1\right)\omega L}{R + S\omega}\right) \quad (2)$$

Gleichung (1) gilt für die Spulen vom Saug- und Empfangskreis, solange sich diese nicht gegenseitig beeinflussen. Wird der Kreis auf die Frequenz des Primärfeldes, die Resonanzfrequenz, abgestimmt, so steigt der Spulenstrom entsprechend dem Verlustwiderstand im Kreise steiler oder sanfter an zu seinem größten Wert

$$J_{max} = \frac{KE\cos(\omega_0 - \gamma)}{R + S\omega_0} \quad (3)$$

und fällt bei Verstimmung in beiden Richtungen nahezu symmetrisch ab. Der Spulenstrom durchläuft also die typische Bjerknes'sche Resonanzkurve. Der Phasenwinkel zwischen primärer Feldspannung und induziertem Spulenstrom $\frac{\pi}{2} - \gamma$ nimmt beim Abstimmen gegen höhere Frequenzen stetig, jedoch langsam zu, berechnet sich für die Resonanzfrequenz selbst zu $\frac{\pi}{2}$ und wird im höherfrequenten Bereich größer als $\frac{\pi}{2}$ ($\gamma < 0$).

Die vom Abstimmkreis aufgenommene Energie wird z. T. wieder ausgestrahlt; die Amplitude des magnetischen Sekundärfeldes ist dem Spulenstrom J proportional. Die Phasenverschiebung zwischen Primär- und Sekundärfeld ändert sich bei der Abstimmung des Kreises um denselben Betrag wie γ, s. Gl. (2). Das magnetische Feld außerhalb der Spule wird durch die Sekundärstrahlung durchwegs verstärkt.

Wird also der Kreis über den Resonanzbereich des Primärfeldes abgestimmt, so verläuft die resultierende magnetische Feldstärke in der Umgebung des Kreises konform mit dem Resonanzstrom selbst, nur nimmt bei wachsender Verstimmung die Feldstärke, entsprechend der zunehmenden Phasenverschiebung zwischen Primär- und Sekundärkomponente, rascher ab als der Strom in der Spule. Der gesuchte Span-

Digitized by Google

nungsverlauf, welcher im „Empfangskreis" als Indikator der Feldstärke beobachtet wurde, kann durch die Sekundärstrahlung des Saugkreises nicht erklärt werden, weil eben nur Spannungserhöhungen, nicht aber eine Schwächung des Feldes (etwa durch Interferenz) durch die Sekundärstrahlung eines Resonanzkreises erzeugt wird. Vor allem aber treten keine Frequenzänderungen sowie keine Erhöhung der Dämpfung im Indikator auf.

b) Auf Grund der magnetischen Kopplung zwischen Saug- und Empfangskreis.

Hingegen ist die eingangs beschriebene Beeinflussung des Empfangskreises durch den Saugkreis durch elektromagnetische Kopplung zwischen den beiden Kreisen restlos zu erklären.

Bezeichnen E_1 und E_2 die dem Empfangs- bzw. dem Saugkreis durch das Primärfeld aufgedrückten Spannungsamplituden, L_1, C_1, R_1 die Konstanten am Empfangskreis, L_2, C_2, R_2 die am Saugkreis, M den Kopplungsfaktor, ω_0 die Frequenz des erregenden Feldes, $\eta_1 = \omega_0 L_1 - \frac{1}{\omega_0 C_1}$, $\eta_2 = \omega_0 L_2 - \frac{1}{\omega_0 C_2}$ die Imaginärteile der Kreiswiderstände, so ist:

$$\begin{aligned} E_1 &= J_1(R_1 + j\eta_1) + jM\omega_0 J_2 \\ E_2 &= J_2(R_2 + j\eta_2) + jM\omega_0 J_1 \end{aligned} \qquad (4a)^{20}$$

Eliminiert man J_2, so erhält man:

$$E_1 - \frac{M\omega_0 E_2(\eta_2 + jR_2)}{R_2^2 + \eta_2^2} = J_1\left[R_1 + j\eta_1 + \frac{M^2\omega_0^2 R_2}{R_2^2+\eta_2^2} - \frac{jM^2\omega_0^2\eta_2}{R_2^2+\eta_2^2}\right] \qquad (4)$$

Es wird demnach durch die Ankopplung des Saugkreises die Feldspannung um das Glied $-\frac{M\omega_0 E_2(\eta_2 + jR_2)}{R_2^2+\eta_2^2}$ vermehrt und die Daten des Empfangskreises in folgender Weise geändert: Der Verlustwiderstand R_1 wird um $\frac{M^2\omega_0^2 R_2}{R_2^2+\eta_2^2}$ vergrößert, die Selbstinduktion L_1 um $\frac{M^2\omega_0^2\eta_2}{R_2^2+\eta_2^2}$ vermindert.

Die Erhöhung der Dämpfung ist hier nicht von Interesse, da einerseits ihr Resonanzverlauf ein nur wenig ausgeprägtes Maximum zeigt, andererseits aber Dämpfungsmessungen an einem Abstimmkreis umständlich und schwerlich mit großer Genauigkeit durchzuführen sind.

3. Die Verwendbarkeit der einzelnen Erscheinungen für Meßzwecke.

a) Aenderung des Spulenstroms bzw. der Spannung am Abstimmkreis des Empfängers.

Der Spulenstrom ergibt sich aus (4) zu

$$J_1 = \frac{E_1 - \frac{M\omega_0 E_2(\eta_2 + jR_2)}{R_2^2+\eta_2^2}}{R_1 + j\eta_1 + \frac{M^2\omega_0^2 R_2 - jM^2\omega_0^2\eta_2}{R_2^2+\eta_2^2}} \qquad (5)$$

Zur näherungsweisen Bestimmung des Frequenzverlaufs sollen die Verlustwiderstände R_1 und R_2 vernachlässigt und $E_1 = E_2 = E$ gesetzt werden; letztere Annahme hat in einem homogenen Feld Gültigkeit. Gleichung (5) vereinfacht sich dann zu:

$$J_1 = j\frac{E(\eta_2 - M\omega_0)}{\eta_1\eta_2 - M^2\omega_0^2} \qquad (6)$$

Für $M = 0$ erhält man aus (6) $J_1 = \frac{jE}{\eta_1}$, den Spulenstrom im ungestörten Feld.

Setzt man $\omega_0 = 4\cdot10^6$ (ca. 750 kHz), $M = 5\cdot10^{-8}$, $L = 1{,}16\cdot10^{-4}$, $C = 5{,}34\cdot10^{-10}$ und bestimmt η_1 zu 0,1, welcher Wert einer Verstimmung des Empfängers um 65 Hz entspricht, so erhält man für $I_1 = f(\eta_2)$, den Kurvenverlauf von Bild 3. Im Bereich $\eta_2 > M\omega_0$ ist $I_1 > 0$, fällt für $\eta_2 = M\omega_0$ auf den Wert 0 und durchläuft bei $\eta_2 = \frac{M^2\omega_0^2}{\eta_1}$ eine Unstetigkeitsstelle $\pm\infty$, nimmt jenseits dieses Wertes stetig ab und konvergiert für $\pm\eta_2 \gg 1$ gegen I_0. Werden die Amplituden im Empfängerkreis registriert, z. B. durch ein Röhrenvoltmeter nach Trautwein, so verzeichnet dieses den in Bild 3 strichlierten Kurvenverlauf von $|I_1|$,

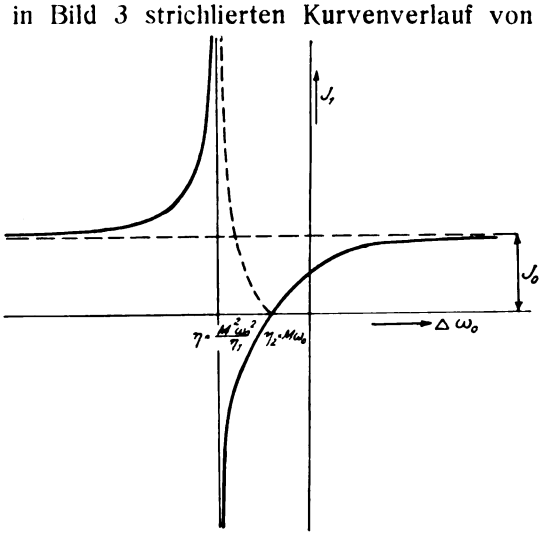


Bild 3.
Änderung der Empfangsspannung an einem verlustfreien Abstimmungskreis.

welcher qualitativ mit der in Bild 2 gezeichneten Kurve übereinstimmt.

Wie oben schon erwähnt, wäre es wünschenswert, wenn derjenige Punkt der I_1-Kurve, in welchem $I_1 = I_0$ ist, zur Messung verwendet werden könnte, in welchem also $\eta_2 = \frac{M^2\omega_0^2}{\eta_1}$ beträgt. Dieser Wert hängt jedoch sowohl von der Verstimmung η_1 des Empfangskreises gegen das primäre Feld, als auch von der Kopplung M zwischen den beiden Kreisen ab und ist daher zur Interpolation der Eichkurve unbrauchbar.

Dieses Ergebnis ändert sich nicht wesentlich, wenn die oben angeführten Vereinfachungen ($R_1 = R_2 = 0$, $E_1 = E_2$) fortgelassen werden.

Um den genauen Verlauf der Funktion übersichtlicher darstellen zu können, sei die folgende Annahme gemacht: Durch Entdämpfung des Empfängers kann R_1 wesentlich verringert und daher vernachlässigt werden.

Man erhält dann aus (4):

$$J_1 = E_1\frac{[R_2 M^2\omega_0^2 + j(M^2\omega_0^2\eta_2 - R_2^2\eta_1 - \eta_1\eta_2^2)]}{(M^2\omega_0^2 - \eta_1\eta_2)^2 + R_2^2\eta_1^2} - E_2\frac{M\omega_0\eta_1 R_2 + j(M^3\omega_0^3 - M\omega_0\eta_1\eta_2)}{(M^2\omega_0^2 - \eta_1\eta_2)^2 + \eta_1^2 R_2^2} \qquad (7)$$

Digitized by Google

Wird M so gewählt, daß $M\omega_0$ gegenüber R_2 überwiegt, so erhält man den in Bild 2 dargestellten Kurvenverlauf für den Absolutwert von I_1.

Für $\eta_2 = 0$ ergibt sich:

$$|J_1| = E_1 \frac{R_2}{\sqrt{M^4\omega_0^4 + \eta_1^2 R_2^2}} - E_2 \frac{M\omega_0}{\sqrt{M^4\omega_0^4 + \eta_1^2 R_2^2}} \tag{8}$$

Ist $\pm\eta_2 \gg 1$, der Saugkreis also stark verstimmt, so konvergiert (7) gegen den Wert des ungestörten Feldes: $J_1 = \frac{jE_1}{\eta_1}$.

$\eta_2 = \infty$

Um also aus dem Frequenzverlauf von $|J_1|$ die Resonanzlage des Saugkreises bestimmen zu können, müßte sowohl die ganze Kurve aufgenommen werden, als auch das Amplitudenverhältnis $\frac{E_2}{E_1}$, der Kopplungsgrad und die Daten der beiden Abstimmkreise genau bekannt sein. Für eine praktisch verwertbare und einfache Methode zur genauen Frequenzmessung ist demnach die Beeinflussung des Spulenstroms durch den Absorptionskreis nicht zu verwenden.

b) Aenderung der Eigenfrequenz beider Kreise durch die Kopplung.

Wird der Saugkreis über den Resonanzbereich des Empfängers abgestimmt, so ändert sich die Induktivität im Empfangskreis nach der Gl. (4) um $\frac{-M\omega_0^2\eta_2}{R_2^2 + \eta_2^2}$ (s. Bild 1). Die Kurve schneidet die f_0-Linie, d. h. die Eigenfrequenz ist gerade dann dieselbe wie im ungestörten Feld, wenn der Saugkreis genau auf die Feldfrequenz abgestimmt ist. Der Verlauf der „Verstimmungskurve" scheint demnach genau den Bedingungen zu genügen, um als Unterlage für genaue Frequenzmessungen dienen zu können.

Es ist nun festzustellen, wie weit die Abstimmung am Saugkreis durch die Ankopplung beeinflußt wird. Aus dem symmetrischen Gleichungspaar (4a) berechnet sich der Wechselstromwiderstand des Saugkreises zu $\eta_2 - \frac{M\omega_0^2\eta_1}{R_1^2 + \eta_1^2} = \eta_2^1$. Durch Veränderung der Kopplung M sowie der Verstimmung η_1 des Empfängers gegenüber der Feldfrequenz wird auch η_2^1 beeinflußt, d. h. der Saugkreis ist nur für einen bestimmten Kopplungsgrad und eine bestimmte Verstimmung am Empfänger eichbar. Dieser Nachteil, bzw. diese Einschränkung für die Verwendbarkeit des Absorptionskreises kann auf die folgende Weise vermieden werden: An Stelle des „Empfangskreises" wird ein Hilfsoszillator verwendet und dieser mit dem zu messenden Feld zur Interferenz gebracht. Die Energie des Oszillators muß so bemessen sein, daß sein Nahfeld E_H wesentlich stärker ist als das primäre Feld. Es ist dann E_1 und E_2 gegenüber E_H zu vernachlässigen und an Stelle des Gleichungspaares (4a) tritt dann:

$$\begin{aligned} E_H &= J_1(R_1) + jM\omega_H J_2 \\ 0 &= J_2(R_2 + j\eta_2) + jM\omega_H J_1 \end{aligned}$$

$$\text{und daraus: } -\frac{jM\omega_H E_H}{R_1} = J_2\left(R_2 + \frac{M^2\omega_H^2}{R_1}\right) + jJ_2\eta_2 \tag{9}$$

durch die Ankopplung an den Hilfsoszillator wird dem Saugkreis die Spannung $M\omega_H E_H$ aufgedrückt; der Verlustwiderstand des Kreises steigt um $\frac{M^2\omega^2_H}{R_1}$; der Imaginärteil des Scheinwiderstandes, η_2, hingegen, wird nicht beeinflußt; der Kreis demnach nicht verstimmt.

Die Ankopplung an den Hilfsoszillator trägt demnach nur zu einer Erhöhung der Dämpfung ϑ um $\frac{M^2\omega^2_H}{R_1}$, nicht aber zu einer Verstimmung des Saugkreises bei.

III. Beschreibung einer Meßanordnung mit Absorptionskreis.

Eine Meßanordnung für den Bereich von 75 bis 3000 kHz zeigt halbschematisch Bild 4. Sie besteht aus:

1. Einem Hilfsoszillator HO_1, dem „Empfänger", der als Schwingaudion mit regelbarer Rückkopplung ausgeführt und an welchem ein dreistufiger Verstärker zur Verstärkung des Ueberlagerungstons angeschaltet ist. Die Abstimmung ist fein regelbar: dem Abstimmkondensator C_1 ist ein zweiter Drehkondensator kleiner Kapazität C_1' parallel geschaltet und dieser mit einer Feineinstellscheibe großer Uebersetzung ausgestattet. Zur Vermeidung von Störungen durch Handkapazität ist die Bedienungsplatte abgeschirmt und C_1' mit verlängerter Achse versehen. Zur Reinigung des Ueberlagerungstons von Oberwellen ist zwischen Verstärkerausgang und Schallgeber (Lautsprecher oder kräftiger Meßhörer) eine Drosselkette D_r geschaltet.

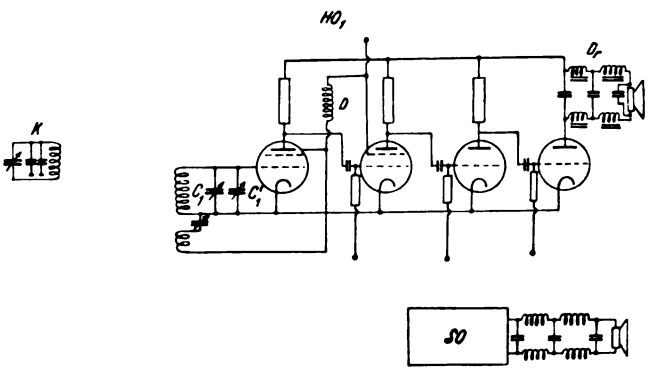


Bild 4.
Schematische Darstellung der Meßanordnung.

2. Einem Stimmgabelsummer SO mit Lautsprecher; nach Bild 4 ist hier ebenfalls eine Drosselkette zwischengeschaltet.

3. Dem Saugkreis K, dessen Kapazität aus einem Drehkondensator geeigneter Ausführung und aus einzelnen Luftblockkondensatoren von je 100 $\mu\mu F$ besteht, die wahlweise der Spule parallel geschaltet werden können. Die Abstimmspulen sind als einlagig gewickelte Zylinderspulen ausgeführt, auf Bakelitkörper gewickelt und im Vakuum vergossen. Ueber der Konstanz liegen noch keine abgeschlossenen Versuchsreihen vor.

Digitized by Google

4. Zur Eichung des Saugkreises ist ein zweiter Hilfsoszillator HO_2 verwendet in Dreipunktschaltung mit fein regelbarer Abstimmung. Nach dem Schaltbild Bild 5 wird zur Frequenzkontrolle bei der Eichung

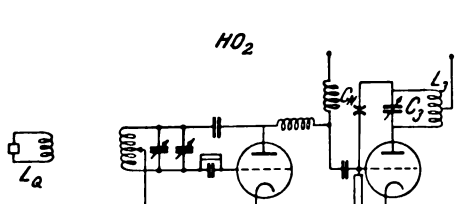


Bild 5.
Erregerschaltung für Leuchtquarze.

über die Spule L_q ein Resonanzquarzkristall angekoppelt; durch Verschieben der Spule in Richtung der Spulenachse kann die Kopplung stetig geändert werden. Die angeschaltete Stufe mit abgestimmtem Anodenkreis wird verwendet, wenn mit höheren Harmonischen (3. bis 10.) des Oszillators geeicht werden soll. Beim Abstimmen dieser Stufe ist eine Rückwirkung auf den Oszillator merkbar; dieser wird etwas verstimmt (dies kann allerdings nur dann wahrgenommen werden, wenn der Resonanzquarz sehr lose angekoppelt, also sehr empfindlich eingestellt ist), sobald der Kreis L_3 C_3 sich in Resonanz mit einer Oberfrequenz befindet. Durch Regeln am Neutrodon C_N kann diese Störung jedoch auf ein Minimum reduziert werden.

Dieser Oszillator HO_2 ist räumlich von der Meßanordnung (HO_1, K und SO) getrennt aufgestellt und wird auch von besonderen Batterien gespeist. Beim Messen der Trägerfrequenz ferner Sender kommt HO_2 ebenfalls in Verwendung, wenn deren Feld zu schwach ist, um von HO_1 selbst empfangen werden zu können. In diesem Falle wird die Sendestation unter Prüfung von einem empfindlichen Fernempfänger aufgenommen und mit HO_2 zur Interferenz gebracht (Fremdüberlagerung). Die Höhe des Interferenztons wird nach einer Stimmgabel eingestellt und während der Messung kontrolliert. Die Frequenz von HO_2 wird dann mittels HO_1 und K bestimmt und gibt, vermehrt bzw. vermindert um die Stimmgabelfrequenz, die Trägerfrequenz der zu messenden Station.

Gang einer Messung.

Der Hilfsoszillator HO_1 wird mit dem Hochfrequenzwechselfeld unter Prüfung zur Interferenz gebracht. Die Höhe des Interferenztones wird an dem angeschalteten Verstärker mit Lautsprecher abgehört und so eingestellt, daß zwischen dem Ueberlagerungston und dem Stimmgabelsummer SO langsame Schwebungen auftreten. An den Hilfsoszillator wird dann der Saugkreis angekoppelt. Die Verstimmung am Oszillator wird durch die Frequenzänderung der Schwebung angezeigt. Es muß dann der Saugkreis so eingestellt werden, daß die Schwebungsfrequenz dieselbe ist wie bei stark verstimmtem Saugkreis. Man ist so imstande, die Schwebungen auf mindestens ½ Hertz genau einzustellen.

Meßgenauigkeit:

Nach Gl. (4) berechnet sich die Verstimmung am Oszillator mit Hilfe der Thomsonschen Frequenzformel zu:

$$\triangle\omega = \frac{1}{\sqrt{C\left(L-\frac{M^2\omega_H^2\eta_2}{R_2^2+\eta_2^2}\right)}} - \frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad (10)$$

Das Glied $\frac{1}{\sqrt{C\left(L-\frac{M^2\omega_H^2\eta_2}{R_2^2+\eta_2^2}\right)}}$ ist so zu bestimmen, daß die Verstimmung ½ Hertz ($\triangle\omega = 3{\cdot}14$) beträgt. Entwickelt man (10) nach Potenzen von $\frac{M^2\omega_H^2\eta_2}{R_2^2+\eta_2^2}$ und bricht nach dem zweiten Glied ab, so erhält man:

$$\frac{1+\frac{1}{2}\frac{M^2\omega_H^2\eta_2}{L(R_2^2+\eta_2^2)}+\frac{3}{8}\frac{M^4\omega_H^4\eta_2^2}{L^2(R_2^2+\eta_2^2)^2}-1}{\sqrt{LC}} = 3{\cdot}14$$

Die Gleichung ist zweiten Grades in: $\frac{M^2\omega_H^2\eta_2}{L(R_2^2+\eta_2^2)} = x$

$$\frac{x}{2}+\frac{3}{8}x^2 = \frac{3{\cdot}14}{\omega_H}$$

gibt die brauchbare Lösung $x \sim \frac{2}{\sqrt{\omega_H}}$. Vernachlässigt man η_2^2 im Nenner von x, so erhält man:

$$\frac{M^2\omega_H^2\eta_2}{LR_2^2} \sim \frac{2}{\sqrt{\omega_H}}, \qquad \eta_2 = \frac{2LR_2^2}{M^2\omega_H^{3/2}}.$$

Durch Veränderung der Kopplung M kann demnach eine beliebig kleine Verstimmung am Saugkreis die Schwebungsfrequenz um ½ Hertz ändern. Wird daher der Saugkreis mit genügend fein veränderlicher Abstimmkapazität ausgestattet (in Verwendung steht eine Feinstellscheibe mit Mikrometerantrieb und Noniusablesung), so kann dieselbe Meßgenauigkeit erreicht werden, wie mit einem Frequenzmesser nach dem Ueberlagerungsprinzip.

Zusammenfassung.

Die wichtigsten Methoden zur genauen Frequenzmessung von Fernstationen werden angeführt und deren besondere Eignung für bestimmte Zwecke besprochen. Besonders ausführlich wird das Prinzip des bekannten „Absorptionswellenmessers" behandelt und gezeigt, daß bei Ankopplung eines abgestimmten Absorptionskreises an einen Oszillator sowohl die Eigenfrequenz des letzteren, wie auch dessen Nutzleistung und die Verlustwiderstände im Schwingungskreis beeinflußt werden, diese demnach als Indikator für die Resonanz zwischen Absorptionskreis und Oszillator verwendet werden können. Es wird nachgewiesen, daß nur die Aenderung der Eigenfrequenz, demnach die Verstimmung des Oszillators durch den angekoppelten Resonanzkreis, für die Frequenzmessung praktisch brauchbar ist.

Ein Ausführungsbeispiel für einen solchen Frequenzmesser wird beschrieben und gezeigt, daß mit dieser einfachen Anordnung dieselbe Meßgenauigkeit erzielt werden kann, wie mit einem Frequenzmesser nach dem Ueberlagerungsprinzip.

Digitized by Google

Literaturverzeichnis.

[1]) A. Crossley, Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 11, 1927.
[2]) R. H. Worall u. R. B. Owens, Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 778, 1928.
[3]) W. A. Morrison, Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 1103, 1929.
[4]) E. Giebe u. E. Alberti, Z. techn. Phys. **6**, 92, 1925.
[5]) E. Giebe u. E. Alberti, Z. techn. Phys. **6**, 135, 1925.
[6]) A. W. Hull u. J. K. Clapp, Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 252, 1929.
[7]) G. Pession u. R. Gorio, Elettrotecnica **7**, 524, 1928.
[8]) F. Bedeau u. J. de Mare, T.S.F. moderne, **8**, 469, 1928.
[9]) J. K. Mac Neely u. R. P. Ballou, Electr. World **101**, 1, 1930.
[10]) W. H. Griffith Exp. Wireless, **5**, 17, 1928 u **5**, 63, 1928.
[11]) R. Braillard u. E. Divoire, Elektr. Nachr. Techn. **3**, 443, 1927.
[12]) W. H. F. Griffith, Wireless World, **26**, 113, 1930.
[13]) W. Jackson, Exp. Wireless, **5**, 225, 1928.
[14]) R. Braillard u. E. Divoire, Exp. Wireless. **8**, 412, 1929.
[15]) H. Mögel, Telefunken-Ztg. Nr. 52, S. 54 u. Nr. 53 S. 44.
[16]) C. B. Aiken, Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 125, 1928.
[17]) Measurement of resistance and reactance of radio frequency. Engineer, **149**, 98, 1930.
[18]) A. P. Castellain, Exp. Wireless **7**, 81, 1930.
[19]) R. Rüdenberg, Ann. d. Phys. **25**, 446, 1908.
[20]) F. Ollendorf, Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik, Berlin, 1926, S. 392.

(Eingegangen am 28. Juli 1930.)

Die Messung des Wechselstromwiderstandes flüssiger Dielektrika.

Von **D. H. Black,**

International Telephone & Telegraph Laboratories, Inc.

Eine der Hauptschwierigkeiten bei der Durchführung genauer Wechselstrommessungen an flüssigen Dielektrika liegt darin, daß man die äußere Kapazität und Ableitung des Prüfgefäßes und seiner Zuleitungen in Rechnung ziehen muß. Um diese äußeren Erscheinungen auszugleichen, werden häufig mehr oder weniger sorgfältig ausgearbeitete Abschirmungen verwendet. Es schien daher interessant, ein Verfahren zur genauen Messung des spezifischen Wechselstromwiderstandes zu entwickeln, bei dem diese Hilfsmittel nicht benötigt werden.

Darbord[1]) hat ein Verfahren zur Messung der Dielektrizitätskonstanten von Flüssigkeiten veröffentlicht, für das die Kenntnis der Abmessungen des Meßgefäßes oder die Verwendung einer Normalflüssigkeit zum Eichen nicht benötigt wird. In diesem Verfahren sind auch die Einflüsse der Anschlußleitungen und so weiter vollständig beseitigt. Im wesentlichen besteht es in der Verwendung einer Art veränderbaren Kondensators als Prüfgefäß für die Flüssigkeiten, dessen sämtliche beweglichen Teile, die bezüglich des äußeren Stromkreises nicht symmetrisch angeordnet sind, vollständig in die Flüssigkeit eingetaucht werden können. Darbord benützte einen Kondensator besonderer Konstruktion; es genügt aber auch ein Drehkondensator, vorausgesetzt, daß durch Bewegung eines Zeigers oder eines anderen Ansatzes an der Kondensatorachse keinerlei Kapazitätsveränderungen eintreten können. Diese Messungen werden bei zwei Kondensatorstellungen, gewöhnlich die Stellungen größter und kleinster Kapazität, vorgenommen, welch letztere man mit Genauigkeit einstellen können muß. Die drehbaren Kondensatorplatten sollen an die Abschirmung oder an das umschließende Gefäß des Kondensators angeschlossen und dieses mit der Seite niederer Spannung des Meßkreises verbunden sein.

K_1 und K_2 seien die Gesamtkapazitäten des leeren Kondensators und der Zuleitungen in den zwei Kondensatorstellungen. Man kann annehmen, daß diese zusammengesetzt sind aus einer Kapazität C_0 von den Zuleitungen, der Kondensatorachse und so weiter, die für K_1 und K_2 gemeinsam ist, und aus den Kapazitäten C_1 und C_2 der Plattenpakete.

Das heißt:

$$K_1 = C_1 + C_0, \quad K_2 = C_2 + C_0$$
$$(K_1 - K_2) = (C_1 - C_2)$$

worin $(K_1 - K_2)$ durch jedes geeignete Verfahren bestimmt werden kann. Wird nun der Kondensator mit der Flüssigkeit gefüllt, deren Dielektrizitätskonstante gemessen werden sollen, so seien K_1', K_2' usw. die entsprechenden Werte von K_1, K_2 usw. Dann ist:

$$K_1' - K_2' = (C_1' + C_0') - (C_2' + C_0')$$
$$= (C_1' - C_2')$$

Nunmehr ist aber jener Teil, der die Erhöhung von C_1' und C_2' bewirkt, vollständig in die Flüssigkeit eingetaucht: $C_1' = kC_1$ und $C_2' = kC_2$, worin k die Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeit ist.

$$k = \frac{K_1' - K_2'}{K_1 - K_2} \tag{1}$$

Nach dem gleichen Grundsatz kann bei der Bestimmung des spezifischen Widerstandes ϱ einer Flüssigkeit verfahren werden. Wie man weiß, hängen der wirksame Leitwert G und die Kapazität C eines mit einer Flüssigkeit mit der Dielektrizitätskonstante k gefüllten Kondensators durch die Beziehung zusammen:

$$G = \frac{4\pi C}{k\varrho} \tag{2}$$

Die den zwei Stellungen des Prüfkondensators entsprechenden Leitwerte G_1 und G_2 kann man sich zusammengesetzt denken aus g_1 und g_2 von dem Teil innerhalb der Flüssigkeit und aus g_0 von der äußeren Ableitung usw., die für beide Stellungen gleich ist.

$$G_1 - G_2 = (g_1 + g_0) - (g_2 + g_0)$$
$$= (g_1 - g_2)$$

Aus Formel (2) von oben erhalten wir:

$$g_1 = \frac{4\pi C_1'}{k\varrho}, \quad g_2 = \frac{4\pi C_2'}{k\varrho}$$

[1]) C. R. Academ. Sci. **185**, 1193, 1927.

Digitized by Google

und es ist daher

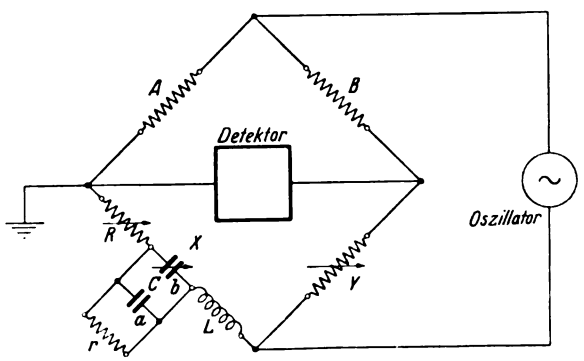
$$(g_1 - g_2) = \frac{4\pi}{k\varrho}(C_1 - C_2) = \frac{4\pi}{\varrho}(K_1 - K_2)$$

das heißt:

$$\varrho = \frac{4\pi(K_1 - K_2)}{(G_1 - G_2)} \qquad (3)$$

Um ϱ zu bestimmen, ist es daher bloß nötig, die Differenz der beiden Kapazitätswerte des leeren Kondensators und die Differenz der entsprechenden Ableitungswerte zu kennen, wenn der Kondensator mit der zu prüfenden Flüssigkeit gefüllt ist[2]).

Solch ein Verfahren kann unverkennbar zur Bestimmung der Gleichstromwerte spezifischer Widerstände verwendet werden, doch ist es für Wechselstrommessungen von größerem Wert. Die Werte von $(G_1 - G_2)$ kann man auf verschiedene Weisen be-



stimmen und eine der einfachsten und genauesten ist eine Art Resonanzbrücke. Das Bild zeigt die verwendete Schaltung, in welcher die Zweige A, B und Y aus reinen ohmschen Widerständen bestehen. Der Zweig X besteht aus einer Selbstinduktion L, einer Kapazität C und einem ohmschen Widerstand R, die in Reihe geschaltet sind. C setzt sich aus dem Prüfungskondensator a, einem normalen Luftkondensator b, die paralellel geschaltet sind, und dem ohmschen Widerstand r zusammen, der den äquivalenten Nebenschlußwiderstand der Kondensatoren infolge ihrer Ableitungen darstellt.

Betrachten wir den Zweig X:

die Impedanz $z = R + j\omega L + \frac{r}{1 + j\omega Cr}$

$$= \left(R + \frac{r}{1 + \omega^2 C^2 r^2}\right) + j\left(\omega L - \frac{\omega C r^2}{1 + \omega^2 C^2 r^2}\right)$$

Wenn die unter Prüfung stehende Flüssigkeit nicht ein sehr schlechter Isolator ist, so ist Cr viel größer als die Einheit, und wir erhalten:

$$z = \left(R + \frac{1}{\omega^2 C^2 r}\right) + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)$$

Werden L und C auf Resonanz eingestellt, so verschwindet der imaginäre Ausdruck und der Zweig hat dann die Impedanz Z, welche einem Widerstand entspricht, wo

$$Z = R + \frac{1}{\omega^2 C^2 r} \qquad (4)$$

R_1, C_1, r_1 und R_2, C_2, r_2 seien die Werte von R, C und r für den Prüfkondensator in seinen zwei Stellungen.

Wenn $Z_1 = Z_2$ ist, dann ist:

$$(R_2 - R_1) = \frac{1}{\omega^2 C_1^2 r_1} - \frac{1}{\omega^2 C_2^2 r_2}$$

Wenn aber L nicht verändert wurde, muß C_1 gleich C_2 sein, da im Resonanzfall $LC = \frac{1}{\omega^2}$ ist.

$$(R_2 - R_1) = \frac{1}{\omega^2 C^2}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$$

das heißt:

$$\omega^2 C^2 \ (R_2 - R_1) = (G_1 - G_2) \qquad (5)$$

Aus den Gleichungen (3) und (5) erhalten wir daher:

$$\varrho = \frac{4\pi(K_1 - K_2)}{\omega^2 C^2 (R_2 - R_1)} \qquad (6)$$

Praktisch wird die Brücke mit dem Prüfkondensator in dessen Maximalstellung duch Einstellen von L, b, R und Y abgeglichen. In dieser Stellung ist es wünschenswert, Minimalwerte von b und R zu haben, die Abgleichung so weit als möglich mit der Einstellung von L und Y zu erreichen und b und R bei der endgültigen Abgleichung zu verändern. Sodann wird der Wert von R $(= R_1)$ festgestellt und der Prüfkondensator in seine Minimalstellung gedreht. Die Werte von L und Y werden nicht geändert und die Abgleichung wird nur durch Einstellen von b und R wieder hergestellt, worauf man den Wert von R_2 feststellt. In der Gleichung (6) werden die Werte von $(K_1 - K_2)$ und von C zur Bestimmung von ϱ benötigt. Die ersteren erhält man mit Hilfe jedes Kapazitätsmeßverfahrens; sie bleiben für alle weiteren Versuche dieselben. Der Wert von C muß für jede Reihe von Ablesungen neu gemessen werden, was mit genügender Genauigeit geschehen kann, wenn man das feststehende Plattenpaket des Prüfkondensators abschaltet und den Normalkondensator b in die Resonanzstellung bringt.

Da dies ein Substitutionsverfahren ist, braucht auf die Abschirmung der Apparte nicht viel Mühe verwendet zu werden, und es ist nicht erforderlich, die tatsächlichen Werte der Widerstände in den Zweigen A, B und Y und der Selbstinduktion L zu kennen. Die Werte von A und B können ganz niedrig sein, etwa in der Größenordnung von 20 bis 30 Ohm, und eine in einem Stück Metallrohr aufgehängte Schleife feinen Widerstandsdrahtes wird sich als ganz zweckmäßig erweisen. Die Hauptschwierigkeiten liegen darin, einen zufriedenstellenden Widerstand für R und Selbstinduktionen für niedrige Frequenzen zu erhalten. Als letztere wurden für Frequenzen von 3500 bis 1000000 Hertz käufliche Rundfunk-Steckspulen mit einer Gesamtkapazität von 0,0025 bis 0,003 Mikrofarad verwendet. Für niedrigere Frequenzen wurde ein Satz frei gewickelter Induktionsspulen mit einer Gesamtinduktion von annähernd 3 Henry benützt, mit

[2]) Bei der Ableitung dieser Gleichungen wurde die Dielektrizitätskonstante der Luft als Einheit angenommen. Dies muß in Betracht gezogen werden, wenn man eine größere Genauigkeit wünscht; die Anwendungsmöglichkeiten des Verfahrens werden aber hierdurch nicht berührt.

Digitized by Google

welchem Messungen bei Frequenzen bis hinunter zu ungefähr 600 Hertz ausgeführt werden konnten. Als R wird sich für Frequenzen bis zu 100 kHz und selbst darüber irgendeine Art Nebenschlußwiderstandes als zweckmäßig erweisen; für die höheren Frequenzen ist es aber wünschenswert, einen der für Hochfrequenzmessungen eigens gebauten Widerstände zu verwenden. Ueberlagerungsschwinger und Verstärker erwiesen sich als recht geeignet, doch kann man, wenn man will, auch andere Detektormethoden benützen.

Zusammenfassung.

Es wird ein Verfahren zur Messung der spezifischen Wechselstromwiderstände isolierender Flüssigkeiten beschrieben, bei welchem die Einwirkungen äußerer Ableitungen und Kapazitäten vollständig beseitigt sind. Es handelt sich im wesentlichen um ein Substitutionsverfahren, das in einem weiten Frequenzbereich erfolgreich angewendet wurde.

(Eingegangen am 2. August 1930.)

Ein einfacher experimenteller Nachweis der Trägerfrequenzschwankungen bei amplitudenmodulierten Sendern.

Von **J. Fuchs**, Wien.

Aus der Seitenbandtheorie amplitudenmodulierter Sender folgt u. a. auch die Ueberlegung, daß bei vorhandenen Oberschwingungen des Senders die Breite der sie begleitenden Seitenbänder von der Ordnungszahl der Oberschwingung unabhängig ist. Sie ist auch durch die Tatsache bestätigt, daß z. B. der Empfang eines durch Sprache oder Musik modulierten Senders auf der zweiten oder dritten Oberschwingung mit der gleichen reinen Modulation möglich ist als auf der Trägerfrequenz selbst.

Bei von vornherein frequenzmodulierten Sendern schwankt die Frequenz auch aller Oberschwingungen im alleinigen Rhythmus der Modulationsfrequenz, die Intensitätsänderungen und damit die Größe des benötigten Frequenzbandes werden jedoch im Verhältnis der Oberschwingungszahl größer.

Darauf beruht nun die Möglichkeit, auf einfache Weise festzustellen, ob ein amplitudenmodulierter Sender auch eine Frequenzmodulation aufweist. Mit einer Oberschwingung des zu untersuchenden Senders wird durch Selbst- oder Fremdüberlagerung ein Interferenzton erzeugt. Hat der Sender auch Frequenzmodulation, dann wird der Interferenzton nur in Zeiten der Nichtbesprechung rein, bei Besprechung hingegen verzerrt sein. Je höher man die Oberschwingung nimmt, desto kräftiger wird diese Verzerrung sein, so daß man schon bei der fünfzehnten Oberschwingung in Zeiten der Besprechung von einem Interferenz t o n meist überhaupt nicht mehr sprechen kann. Auch sehr geringe Beträge an Frequenzmodulation sind einfach dadurch nachzuweisen, daß man eine sehr hohe Oberschwingung einstellt. (Etwa die zwanzigste bis dreißigste.)

Die Durchführung dieser Versuche zeigte, daß bei normalen Rundfunksendern schon durch die vierte Oberschwingung Frequenzmodulation festgestellt werden kann.

(Eingegangen am 11. August 1930.)

Patentschau.

Von **Carl Lübben**.

Nummernliste der deutschen Hochfrequenzpatente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
482 132	21 a^2/11	18. 7. 30	Lautsprechermembran
484 371	21 a^2/12	14. 8. 30	Lautsprechermembran
*489 290	21 a^1/32	6. 9. 30	Verstärkung von Photoströmen
*494 781	21 a^4/8	28. 6. 30	Quarzkristallsender
494 818	21 a^2/38	22. 5. 30	Ferndirigieren von Tonstücken
494 456	21 a^1/32	1. 5. 30	Lichtsteuervorrichtung für Bildtelegraphie
*494 457	21 a^4/14	22. 4. 30	Modulationsschaltung
494 559	21 a^4/50	23. 4. 30	Trägerwellen-Duplextelegraphie
494 560	21 a^4/59	26. 4. 30	Hochfrequenztelegraphie längs Drehstromnetzen
494 561	21 a^4/70	23. 4. 30	Einstellvorrichtung
494 656	21 a^4/4	26. 4. 30	Stabilhalten von Lichtbogensendern
*494 657	21 a^4/71	25. 4. 30	Wellenmesser für kurze Wellen
494 735	21 a^4/4	25. 4. 30	Schwingungserzeugung mit Metalldampfröhre
494 813	21 a^4/68	29. 4. 30	Transformator
494 842	21 a^1/13	28. 4. 30	Piezosender
494 843	21 a^1/32	30. 4. 30	Synchronisierung bei Bildübertragung
*494 844	21 a^4/29	28. 4. 30	Kurzwellenempfänger
494 910	21 a^4/70	7. 5. 30	Feineinstellung
494 995	21 a^4/57	30. 4. 30	Wahlanrufvorrichtung
494 996	21 a^4/66	1. 5. 30	Kurzwellenantenne
497 112	21 a^4/5	2. 5. 30	Hochfrequenzmaschine
497 115	21 a^4/57	2. 5. 30	Selektive Empfangseinrichtung
497 116	21 a^4/58	2. 5. 30	Nachrichtenübermittlung mit Phasenausgleich
497 117	21 a^4/58	3. 5. 30	Trägerwellen-Telegraphie
497 251	21 a^2/13	5. 5. 30	Dämpfung mechanisch schwingender Körper
498 145	21 a^1/32	19. 5. 30	DrahtloseFarbenbildübertragung
498 215	21 a^2/2	19. 5. 30	Elektrodynamisches Magnetsystem
498 345	21 a^2/36	21. 5. 30	Kopplung für elektrostatische Systeme mit Verstärkern
498 370	21 a^2/1	21. 5. 30	Lautsprechersystem
*498 371	21 a^4/35	21. 5. 30	Konstanthaltung der Gittervorspannung bei Netzanschluss
498 415	21 a^1/32	22. 5. 30	Synchronisierung bei Bildtelegraphie

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Digitized by Google

Nummernliste der deutschen Hochfrequenzpatente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
498 438	21 a²/41	22. 5. 30	Kopplung für elektrostatische Systeme mit Verstärkern
498 885	21 a²/3	31. 5. 30	Membran für elektrostatische Lautsprecher
499 059	21 a²/3	30. 5. 30	Membran für elektrostatische Lautsprecher
499 060	21 a²/3	2. 6. 30	Elektrostatische Aufnahme- oder Wiedergabevorrichtung
499 240	21 a⁴/29	6. 6. 30	Verstärker
499 336	21 a²/5	5. 6. 30	Mikrophon
*499 339	21 a⁴/2	13. 6. 30	Funkensender
*499 341	21 a⁴/8	5. 6. 30	Piezoelektrische Einrichtung
*499 342	21 a⁴/14	6. 6. 30	Modulationsschaltung
*499 343	21 a⁴/15	6. 6. 30	Modulation von Röhrensendern
499 344	21 a⁴/68	5. 6. 30	Spulenkoppler
499 345	21 a⁴/72	5. 6. 30	Schaltvorrichtung
499 439	21 a⁴/22	11. 6. 30	Störbeseitigung durch Zwischenmodulation
499 440	21 a⁴/35	7. 6. 30	Wechselstromnetzanschlußgerät
*499 441	21 a⁴/46	6. 6. 30	Reflektor-Antenne
499 442	21 a⁴/77	6. 6. 30	Kontaktpaßstück für Röhrenfassungen
499 528	21 a⁴/75	7. 6. 30	Metallischer Abschirmkasten
499 573	21 a⁴/3	10. 6. 30	Funkenstrecke für Kurzwellenerzeugung
499 598	21 a⁴/3	13. 6. 30	Funkenstrecke
*499 599	21 a⁴/9	10. 6. 30	Kurzwellen-Röhrensender
*499 600	21 a⁴/9	10. 6. 30	Kurzwellen-Röhrensender
499 601	21 a⁴/29	10. 6. 30	Gleichstromverstärker
499 602	21 a⁴/70	10. 6. 30	Abstimmvorrichtung
499 646	21 a⁴/22	16. 6. 30	Trennung gedämpfter und ungedämpfter Wellen
499 654	21 a⁴/9	12. 6. 30	Kurzwellensender
499 655	21 a⁴/77	12. 6. 30	Röhrensockel
499 734	21 a⁴/48	13. 6. 30	Selektiver Peilempfänger
499 735	21 a⁴/48	13. 6. 30	Peileinrichtung
494 736	21 a⁴/50	13. 6. 30	Trägerwellen-Gegensprechverkehr
499 957	21 a⁴/32	14. 6. 30	Bildsender
499 959	21 a⁴/6	14. 6. 30	Kühlung für Hochfrequenzmaschinen
499 996	21 a⁴/16	16. 6 30	Tasteinrichtung
499 997	21 a⁴/16	16. 6. 30	Tasteinrichtung
500 090	21 a⁴/68	18. 6. 30	Spule
500 091	21 a⁴/71	18. 6. 30	Piezowellenmesser
500 093	21 a⁴/72	18. 6. 30	Uhrschalter
500 094	21 a⁴/76	18. 6. 30	Röhrensicherung
500 168	21 a²/1	18. 6. 30	Lautsprecherdose
500 302	21 a²/3	20. 6. 30	Elektrostatischer Lautsprecher
*500 303	21 a²/38	20. 6. 30	Plastische Wiedergabe mit Lautsprechern
500 304	21 a⁴/3	20. 6. 30	Magnetunterbrecher für Summer
500 305	21 a⁴/50	20. 6. 30	Duplextelegraphie
500 306	21 a⁴/59	26. 6. 30	Hochfrequenztelephonie auf Leitungen
500 307	21 a⁴/64	23. 6. 30	Antennenmast
500 308	21 a⁴/66	23. 6. 30	Selbsttätige Antennenabstimmung
500 309	21 a⁴/68	23. 6. 30	Spule
500 310	21 a⁴/69	21. 6. 30	Kopplungsvorrichtung
500 311	21 a⁴/71	23 6. 30	Prüfgerät
500 312	21 a⁴/71	20. 6. 30	Kontrollgerät
500 313	21 a⁴/72	20. 6. 30	Uhrschalter
500 314	21 a⁴/76	23. 6. 30	Schutzvorrichtung
500 315	21 a⁴/77	30. 6. 30	Röhrensockel
500 370	21 a²/3	20. 6. 30	Differential-Kondensatortelephon
500 376	21 a⁴/22	20. 6. 30	Störbefreiung
*500 377	21 a⁴/48	20. 6. 30	Flugzeugpeilung
500 378	21 a⁴/56	20. 6. 30	Gleichwellensender
500 413	21 a¹/1	24. 6. 30	Lautsprechersystem
500 445	21 a⁴/1	20. 6. 30	Senderschaltung
*500 446	21 a⁴/8	20. 6. 30	Röhrensender
500 477	21 a⁴/15	21. 6. 30	Modulation bei Röhrensendern
500 448	21 a⁴/72	20. 6. 30	Umschalter
500 528	21 a⁴/22	21. 6. 30	Störbefreiung
500 529	21 a⁴/56	21. 6. 30	Gleichwellensender
500 530	21 a⁴/59	21. 6. 30	Duplextelegraphie
500 611	21 a⁴/70	23. 6. 30	Einstellvorrichtung
500 723	21 a²/2	24. 6. 30	Lautsprechersystem
*500 725	21 a⁴/8	25. 6. 30	Röhrensender
*500 726	21 a⁴/8	3. 7. 30	Modulation bei Röhrensendern
500 727	21 a⁴/29	26. 6. 30	Röhrensender
500 728	21 a⁴/71	27. 6. 30	Messeinrichtung
501 008	21 a²/1	3. 7. 30	Lautsprechersystem
*501 012	21 a⁴/8	27. 6. 30	Röhrensender
501 013	21 a⁴/72	5. 7. 30	Schaltuhr
501 213	21 a²/3	30. 6. 30	Elektrostatischer Lautsprecher
*501 214	21 a⁴/4	30. 6. 30	Modulationseinrichtung
*501 311	21 a⁴/8	30. 6. 30	Röhrensender
*501 312	21 a⁴/8	30. 6. 30	Fadingbeseitigung
501 313	21 a⁴/29	12. 7. 30	Neutrodyneempfänger
501 314	21 a⁴/29	3. 7. 30	Neutrodyneempfänger
501 315	21 a⁴/64	3. 7. 30	Richtantenne
501 316	21 a⁴/64	3. 7. 30	Antennenverteilerkasten
501 317	21 a⁴/72	3. 7. 30	Radiouhr
501 318	21 a⁴/72	4. 7. 30	Telephonverteiler
*501 397	21 a⁴/8	4. 7. 30	Röhrensender
*501 615	21 a⁴/9	5. 7. 30	Kristallgesteuerter Kurzwellensender
501 735	21 a²/1	7. 7. 30	Lautsprecher
501 940	21 a²/25	8. 7. 30	Lautsprecher
*501 958	21 a⁴/22	8. 7. 30	Fadingbeseitigung
501 959	21 a⁴/46	14. 7. 30	Richtungsempfang
501 960	21 a⁴/46	10. 7. 30	Erzeugung polarisierter Wellen
501 961	21 a⁴/47	7. 7. 30	Rahmenantenne
501 963	21 a⁴/48	8. 7. 30	Höhenmessung von Flugzeugen
501 964	21 a⁴/76	5. 7. 30	Rundfunkvermittlungsanlage
502 053	21 a²/11	8. 7. 30	Lautsprecher
*502 180	21 a⁴/54	14. 7. 30	Trägerwellentelegraphie
502 445	21 a⁴/70	19. 7. 30	Selbsttätige Einstellvorrichtung
502 562	21 a⁴/16	14. 7. 30	Tasten von Richtsendern
*502 806	21 a¹/32	17. 7. 30	Fernseheinrichtung
502 807	21 a⁴/66	22. 7. 30	Antennenzuführung
502 808	21 a⁴/72	23. 7. 30	Steckervorrichtung
502 920	21 a²/11	25. 7. 30	Lautsprechermembran
502 921	21 a⁴/72	23. 7. 30	Selbsttätige Einstellung
503 183	21 a⁴/75	25. 7. 30	Umschaltung der Endröhren für Kaskade/Gegentakt
503 184	21 a⁴/76	22. 7. 30	Blitzschutzvorrichtung
503 210	21 a¹/32	21. 7. 30	Abtastung von Fernsehbilder
503 349	21 a⁴/74	21. 7. 30	Kopplungsleitung
503 380	21 a¹/32	22. 7. 30	Bildtelegraphie
503 827	21 a²/11	31. 7. 30	Membran
503 828	21 a⁴/29	20. 7. 30	Verstärker
503 829	21 a⁴/58	28. 7. 30	Hochfrequenztelegraphie längs Leitungen
503 830	21 a⁴/72	28. 7. 30	Radioschaltuhr

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Frequenzvervielfachung.

D.R.P. 505 461, Klasse 21a⁴, Gruppe 6 (Touly, Paris), Pat. vom 17. August 1924, ausgegeben am 20. August 1930, franz. Priorität vom 18. August 1923.

Bei der in Bild 1 wiedergegebenen Anordnung zur Frequenzvervielfachung mit Ionenröhren liegt zwischen den Anoden ein Autotransformator T, mit dem der Generator G verbunden ist. Zwischen den Gittern liegt ein Schwingungskreis C_1, L_1, der auf die Grundfrequenz des Generators G abgestimmt ist. Der Nutzkreis CWL liegt zwischen Kathode und Mitte des Anodenkreises. In jedem Halbwechsel entsteht ab-

Digitized by Google

wechselnd in einer der beiden Röhren ein Lichtbogen, wie dies in Bild 2 dargestellt ist, so daß im Nutzkreis die doppelte Frequenz auftritt.

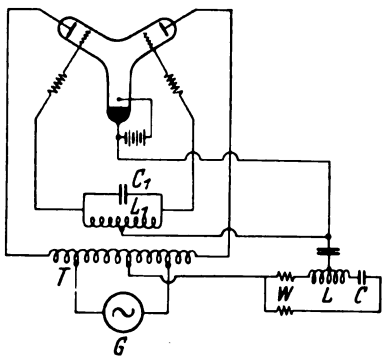


Bild 1.

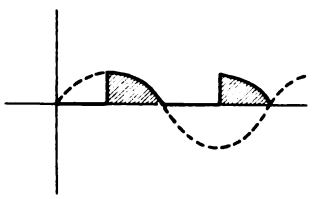


Bild 2.

Röhrensender.

D.R.P. 501 012, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Telefunken), Pat. vom 24. Februar 1926, ausgegeben am 27. Juni 1930.

Zur Schwingungserzeugung wird die in Bild 3 dargestellte Anordnung vorgeschlagen, bei der eine sogenannte Jalousiegitterröhre Verwendung findet, bei der die beiden Gitter so angeordnet sind, daß sich die

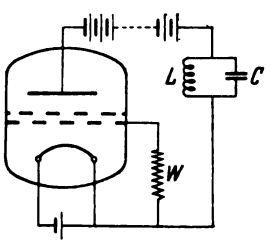


Bild 3.

Oeffnungen überdecken, so daß also von der Kathode nach der Anode keine Durchsicht vorhanden ist. Die durch das erste Gitter hindurchtretenden Elektronen treffen auf das zweite Gitter, von dem Sekundärelektronen zur Anode emittiert werden. Zur Schwingungserzeugung soll ein Schwingungskreis C, L zwischen Anode und Kathode und ein Widerstand W zwischen Gitter und Kathode eingeschaltet sein.

Konstanthaltung der Frequenz eines Schwingungserzeugers.

D.R.P. 499 341, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Lorenz), Pat. vom 11. Januar 1928, ausgegeben am 5. Juni 1930.

Zur Konstanthaltung der Frequenz eines Schwingungserzeugers wird die in Bild 4 dargestellte Anordnung vorgeschlagen, bei der der Sender über einen Kopplungskreis K mit einer Brücken-Piezoschaltung verbunden ist. Die Piezokristalle P_1 und P_2 liegen in zwei Brückenkreisen I und II. Diese Kreise sind gegen die Sollfrequenz um ein weniges so verstimmt, daß der aufsteigende Ast der einen Resonanzkurve sich mit dem absteigenden Ast der anderen Resonanzkurve im Sollwert schneidet. Die Gleichrichter G_1 und G_2 sind so angeordnet, daß die gleichgerichteten Ströme der Kreise I und II differential auf das Meßinstrument M zur Wirkung kommen, das also in Ruhe

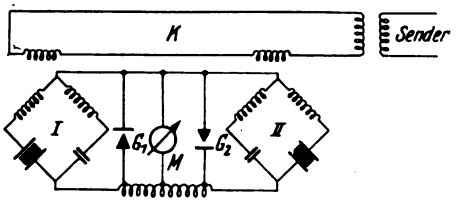


Bild 4.

bleibt, wenn der Sender mit der richtigen Frequenz arbeitet. Sobald die Frequenz nach der einen oder anderen Seite abweicht, wächst der Strom im Kreise I oder II an, und das Meßinstrument wird nach der einen oder anderen Seite ausschlagen. Zur selbsttätigen Einregelung der Frequenz können mit dem Meßinstrument geeignete Kontaktvorrichtungen verbunden sein. Es können auch die gleichgerichteten

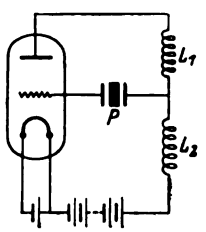


Bild 5.

Ströme der Kreise I und II unmittelbar zur Aenderung der Vormagnetisierung von Drosseln dienen, die im Schwingungskreis des Senders liegen.

Piezogesteuerter Röhrensender.

D.R.P. 494 781, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Radiofrequenz, Eberhardt), Pat. vom 27. Oktober 1926, ausgegeben am 28. Juni 1930.

Bei der in Bild 5 wiedergegebenen Schaltung eines piezogesteuerten Röhrensenders ist der Piezokristall P einerseits mit dem Gitter, andererseits mit zwei Spulen L_1 und L_2 verbunden, die zwischen Anode und Kathode eingeschaltet sind. Diese Anordnung soll besonders vorteilhaft sein.

Piezogesteuerter Kurzwellensender.

D.R.P. 501 615, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Telefunken), Pat. vom 11. November 1928, ausgegeben am 5. Juli 1930.

Bei Kurzwellensendern ist es notwendig, die Frequenz in geringen Grenzen verändern zu können. Bei piezogesteuerten Sendern ist dies schwierig. Erfindungsgemäß soll die Trägerfrequenz q eines piezogesteuerten Kurzwellensenders durch einen Hilfssender mit einer kleinen Frequenz h moduliert und von den entstehenden Bändern $(q+h)$ und $(q-h)$

Digitized by Google

ein Seitenband durch Filter ausgesiebt werden. Durch Aenderung der Hilfsfrequenz h kann die ausgestrahlte Frequenz $(q + h)$ in der Frequenz geändert werden. Auch bei fehlerhaften Aenderungen der Hilfsfrequenz ist die prozentuale Aenderung der Nutzfrequenz $(q + h)$ nur klein. In Bild 6 ist eine Schaltung einer solchen Sendereinrichtung wiedergegeben. Der Steuersender Q ist mit der Modulationsröhre M gekoppelt, an der auch der Hilfssender H angekoppelt ist.

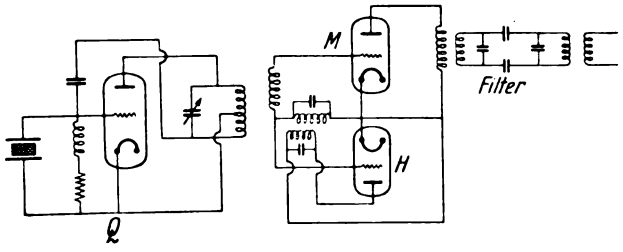


Bild 6.

Erzeugung ultrakurzer Wellen.

D.R.P. 499 573, Klasse 21a⁴, Gruppe 3 (Hildebrand), ausgegeben am 10. Juni 1930.

Zur Erzeugung sehr kurzer Wellen verwendet man bekanntlich Funkensender mit besonders geeigneten Funkenstrecken. Es wird vorgeschlagen, als Funkenstrecke ein Kolloid, z. B. Metallkolloide (Sol, Gel, Cristalloid), zu verwenden. Durch Aendern der Kolloiddichte kann die Frequenz der erzeugten Schwingungen geändert werden.

Sender für ultrakurze Wellen.

D.R.P. 510 813, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Telefunken, Ludenia), Pat. vom 24. Juni 1928, ausgegeben am 23. Oktober 1930.

Bei der in Bild 7 dargestellten Anordnung zum Aussenden ultrakurzer Wellen, insbesondere für kleine

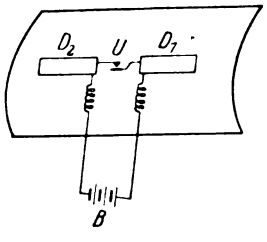


Bild 7.

transportable Stationen sollen in einem Hohlspiegel Dipolantennen D_1 und D_2 angeordnet sein, zwischen denen ein Unterbrecher (Summer) U eingeschaltet ist, der über Hochfrequenzdrosseln mit der Batterie B verbunden ist.

Kurzwellen-Gegentaktsender.

D.R.P. 509 164, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Hollmann), Pat. vom 3. Mai 1929, ausgegeben am 4. Oktober 1930.

Zur Erzeugung sehr kurzer Wellen (in der Größenordnung von Zentimetern) wird die in Bild 8 dargestellte Gegentaktanordnung vorgeschlagen, bei der eine Röhre Verwendung findet, in der zu beiden Seiten eines Gitters G Glühkathoden K angeordnet sind. Die Elektrodenpotentiale sind so gewählt, daß jede Glühkathode Bremselektrode für die Elektronen der anderen Glühkathode ist. Das Gitter erhält hohe positive, die Anoden Null- oder kleine negative Vorspannung. Die von den Kathoden ausgehenden Elektronen steuern sich gegenseitig im Gegentakt und pendeln daher konphas um das Gitter.

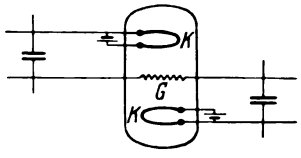


Bild 8.

Erzeugung ultrakurzer Wellen.

D.R.P. 505 607, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Esau), Pat. vom 26. Juli 1929, ausgegeben am 27. August 1930.

Zur Erzeugung ultrakurzer Wellen wird die in Bild 9 dargestellte Anordnung vorgeschlagen, bei der eine 4-Elektrodenröhre in Bremsfeldschaltung arbeitet. Zwischen dem der Anode zugelegenen Gitter ist

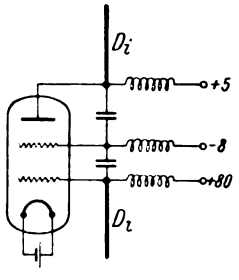


Bild 9.

ein Schwingungskreis und zwischen beiden Gittern ein zweiter Schwingungskreis eingeschaltet. An dem der Kathode zugelegenen Gitter liegt eine hohe positive, an dem anderen Gitter eine negative Spannung. Dipolantennen D sind mit der Anode und mit dem ersten Gitter verbunden. Durch diese Anordnung soll eine erhebliche Leistungssteigerung erzielt werden können.

Kurzwellen-Gegentakt-Röhrensender.

D.R.P. 510 727, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Esau), Pat. vom 26. Juli 1929, ausgegeben am 22. Oktober 1930.

Bei der Erzeugung sehr kurzer Wellen ist es schwierig, größere Leistungen zu erzielen. Die bei längeren Wellen vorteilhafte Parallelschaltung der Röhren führt bei sehr kurzen Wellen wegen der Einflüsse der Verbindungsleitungen nicht zum Ziele und auch bei der Gegentaktschaltung ist die Leistungssteigerung begrenzt. Eine wesentliche Verbesserung (5fache Leistungssteigerung) soll erfindungsgemäß dadurch erzielt werden, daß bei der Gegentaktschaltung die Heizkreise über einen abstimmbaren Schwingungskreis miteinander verbunden werden. Bei der in Bild 10 dargestellten Anordnung besitzen die beiden Röhren getrennte Batterien B_1 und B_2 für die Heizkreise, die durch den Schwingungskreis C, L mitein-

Digitized by Google

ander verbunden sind. In Bild 11 ist nur eine gemeinsame Heizbatterie B vorhanden, die mit der Mitte des Schwingungskreises C, L verbunden ist, der die

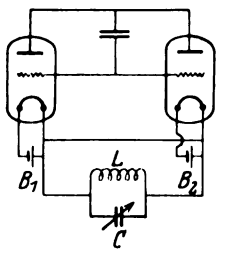


Bild 10.

Heizkreise miteinander verbindet. Bei der in Bild 12 dargestellten Anordnung sind zwei Schwingungskreise I, II in die Verbindungsleitung der Heizkreise eingeschaltet.

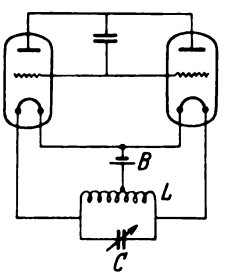


Bild 11.

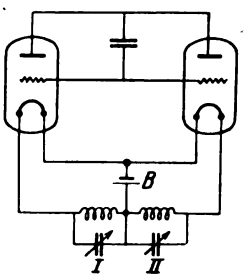


Bild 12.

Fremdgesteuerter Kurzwellenröhrensender.

D.R.P. 509 715, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Kloster-Brandes Ltd.), Pat. vom 22. März 1929, ausgegeben am 11. Oktober 1930.

Um die Rückwirkung der Verstärkerstufen auf den Steuersender bei fremdgesteuerten Kaskadenröhrensendern für kurze Wellen zu verringern, wird vorgeschlagen, daß der Steuersender S (Bild 13) über eine kleine Hilfsantenne A die Steuerenergie auf eine Antenne B überträgt, die mit dem Gitterkreis der ersten Verstärkerstufe V gekoppelt ist. Die Modulation kann in einer Verstärkerstufe vorgenommen werden.

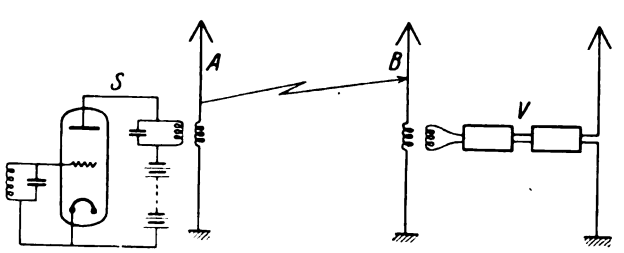


Bild 13.

Fremdgesteuerter Kurzwellenröhrensender.

D.R.P. 509 166, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Radio Corporation), Pat. vom 18. Januar 1928, ausgegeben am 4. Oktober 1930, amerikanische Priorität vom 18. Januar 1927.

Um die Rückwirkung auf den Steuersender bei fremdgesteuerten Kurzwellen-Röhrensendern zu verhindern, wird die in Bild 14 wiedergegebene Anordnung vorgeschlagen, bei der Steuersender S und Verstärkerteil V durch eine Uebertragerleitung $\ddot{U}$ miteinander gekoppelt sind, die eine Länge in der Größenordnung der Wellenlänge besitzt. Wellenreflexionen und Verluste sollen in bekannter Weise durch geeignete Wahl der Impedanzen am Ende der Uebertragerleitung (z. B. durch geeignete Ankopplung an der Selbstinduktion L) beseitigt werden.

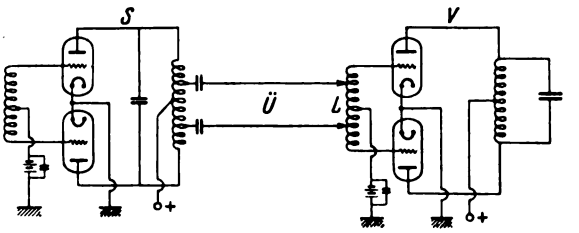


Bild 14.

Kurzwellensender.

D.R.P. 506 167, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Esau), Pat. vom 23. März 1928, ausgegeben am 29. August 1930.

Um beim Kurzwellensenden zu den verschiedenen Tages- bzw. Nachtzeiten eine möglichst gute Uebertragung zu erzielen, muß der Raumstrahlwinkel geändert werden (Bild 15). Die dazu erforderliche

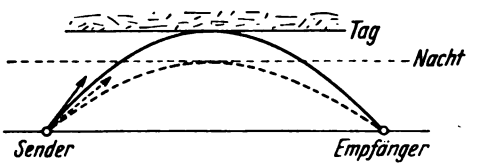


Bild 15.

Drehung der Antennenanlage bietet technische Schwierigkeiten. Erfindungsgemäß sollen diese dadurch vermieden werden, daß mehrere gleichartige, parallel angeordnete Antennen wahlweise zu- und abschaltbar angeordnet sind, so daß der Raumstrahlwinkel ohne Drehung der Antennen geändert werden kann.

Fading-Beseitigung.

D.R.P. 499 600, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Telefunken), Pat. vom 18. Dezember 1928, ausgegeben am 10. Juni 1930.

Die Schwundstörungen beim Kurzwellenverkehr werden häufig durch Interferenz mehrerer Wellen verursacht, die auf verschiedenen Wegen zum Empfänger gelangen. Erfindungsgemäß sollen diese Störungen dadurch beseitigt werden, daß die Zeichen in schneller Folge unterbrochen werden, so daß die störenden Interferenzwellen in den Zeichenpausen am Empfänger eintreffen. Die Zeitdauer der Teilzeichen bzw. die Unterbrechungszahl muß zu diesem Zweck veränderlich sein. Es kann auch eine gleichzeitige Frequenzänderung vorgenommen werden.

Fading-Beseitigung.

D.R.P. 504 322, Klasse 21a⁴, Gruppe 9 (Telefunken), Pat. vom 21. Oktober 1925, ausgegeben am 1. August 1930.

Zur Beseitigung der Schwundstörungen beim Kurzwellensenden soll eine Sendung mit wechselndem

Digitized by Google

Höhenstrahlwinkel dadurch erzielt werden, daß einer Anzahl geeignet angeordnete Antennen nacheinander in schnellem Wechsel die Sendeenergie zugeführt wird. Dies kann z. B. durch einen rotierenden Kontakt (rotierende Funkenstrecke) bewirkt werden. Die Antennenanordnung kann in der Weise erfolgen, daß eine Anzahl linearer Strahler in einer Ebene sternförmig angeordnet sind, oder es können stabförmige Antennen vorgesehen sein, die auf Radien einer Kugel liegen.

Kurzwellen-Empfänger.

D.R.P. 496 844, Klasse 21a⁴, Gruppe 29 (Esau), Pat. vom 24. März 1928, ausgegeben am 28. April 1930.

Bei Kurzwellenempfängern, bei denen zwischen Anode und Gitter der Schwingungskreis eingeschaltet ist und der Anodenstrom diesem Kreis an einer Anzapfstelle zugeführt wird, ergeben sich Schwierigkeiten beim Empfang sehr kurzer Wellen. Erfindungsgemäß werden diese Schwierigkeiten dadurch

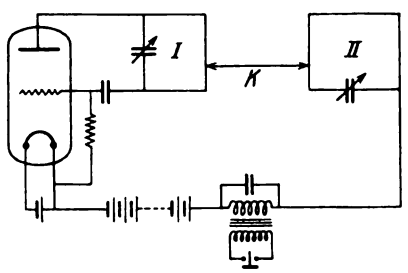


Bild 16.

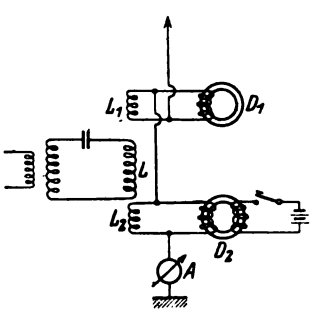


Bild 17.

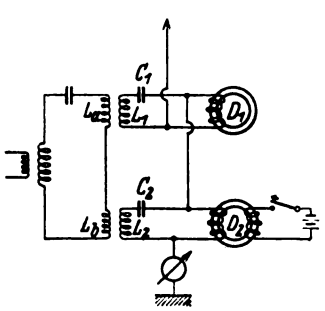


Bild 18.

behoben, daß mit der Anodenstromquelle B (Bild 16) ein auf die gleiche Frequenz abgestimmter Schwingungskreis II verbunden ist, der mit dem Gitter-Anodenschwingungskreis I durch einen Leiter K galvanisch veränderlich gekoppelt ist.

Tasteinrichtung.

D.R.P. 499 996, Klasse 21a⁴, Gruppe 16 (Lorenz), Pat. vom 10. April 1929, ausgegeben am 16. Juni 1930.

Als eine Tasteinrichtung mit Stromunterdrückung in den Tastpausen werden die in den Bildern 17, 18 wiedergegebenen Anordnungen vorgeschlagen. Bei der in Bild 17 dargestellten Anordnung erfolgt die Energieübertragung vom Primärkreis L auf die Antenne durch zwei Selbstinduktionen L_1 und L_2 in Gegenkopplung. Parallel zu diesen Selbstinduktionen liegen Drosseln D_1 und D_2, von denen eine (D_2) durch Aenderung der Vormagnetisierung beeinflußt wird. Bei der in Bild 18 dargestellten Anordnung sind die Drosselkreise durch Kondensatoren C_1, C_2 abgestimmt, so daß nur die reine Wattspannung an den Drosseln liegt.

Gittergleichstrom-Modulationsschaltung.

D.R.P. 500 726, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Telefunken), Patent vom 14. Februar 1928, ausgegeben am 3. Juli 1930.

Bei der in Bild 19 dargestellten Anordnung eines Röhrensenders H, dessen Gittergleichstrom mittels

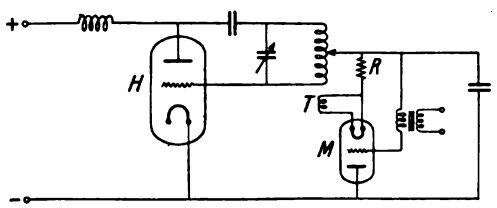


Bild 19.

der Modulationsröhre M moduliert wird, und bei der die Heizung der Modulationsröhre durch Hochfrequenz erfolgt, die über einen Transformator T dem Schwingungskreis K entnommen wird, soll erfindungsgemäß im Gittergleichstromweg vor der Modulationsröhre M ein Widerstand R eingeschaltet werden, der die Gittervorspannung für die Modulationsröhre liefert.

Tastschaltung.

D.R.P. 499 997, Klasse 21a⁴, Gruppe 16 (Telefunken), Pat. vom 15. April 1927, ausgegeben am 16. Juni 1930.

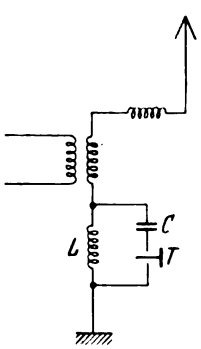


Bild 20.

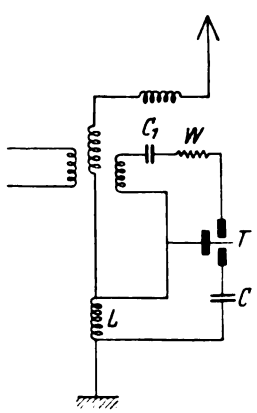


Bild 21.

Das Tasten größerer Energien durch Aenderung der Selbstinduktion des Nutzkreises hat den Nachteil, daß durch die starke Funkenbildung die Schaltorgane bald zerstört werden. Erfindungsgemäß soll dies dadurch verhindert werden, daß ein parallel zur Selbstinduktion L (Bild 20) liegender Kondensator C zu- und abgeschaltet wird. Bei der in Bild 21 dargestellten Anordnung wird gleichzeitig die Tastung eines Lastausgleichskreises L_1, C_1, W vorgenommen.

Digitized by Google

Tasten bei Funkbaken.

D.R.P. 502562, Klasse 21a⁴, Gruppe 16 (Lorenz), Pat. vom 7. Juni 1929, ausgegeben am 14. Juli 1930.

Zur Ortsbestimmung mit rotierenden Richtstrahlen (Funkbaken) verfährt man in der Weise, daß zwei senkrecht zueinander angeordnete Richtantennen abwechselnd erregt werden, so daß auf Linien gleicher Intensität die Zeichen (z. B. .— und —.) verschmelzen. Dies erfolgt aber nur bei einwandfreier Umschaltung, was infolge der Abklingerscheinungen schwierig ist. Erfindungsgemäß soll eine Verbesserung durch die in Bild 22 dargestellte Anordnung erzielt werden, bei der die Energie den Richtantennen A_1 und A_2 über zwei Kreise K_1, K_2 zugeführt werden, deren Abstimmung durch zwei Drosseln D_1 und D_2 in der Weise vorgenommen werden kann, daß bei einer die Vormagnetisierung erhöht, bei der anderen verringert wird. Die eine Drossel besitzt zu diesem Zweck eine Vormagnetisierung, die beim Tasten aufgehoben wird, während die andere Drossel eine Vormagnetisierung erst beim Tasten erhält.

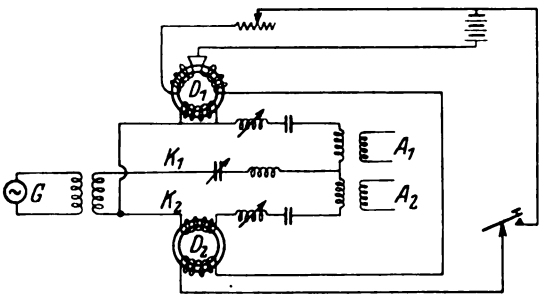


Bild 22.

Referate.

H. E. Hallborg. Die Stationen der Verkehrsgesellschaft der Radiocorperation of America. (The Radio plant of R. C. A. communications, inc.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 403 bis 421, 1930.

Der Verfasser beschreibt die Sendestationen „Radio-Central" in Rocky Point und die Empfangsstation in Riverhead (beide auf Long Island), die heute die Ausgangs- bzw. Endpunkte für mehr als 30 Kurzwellenverbindungen sind.

1. Sendestation in Rocky Point.

Der frühere Langwellenverkehr mit einer Wellenlänge von 16000 m erforderte eine Strahlung von 50000 Meter-Amp., die durch 200 kW-Alexanderson-Hochfrequenzmaschinen, 130 m hohe Stahlmasten und Antennengebilde von fast 2 km Länge erzielt wurden. Der Kurzwellenverkehr arbeitet mit viel geringeren Meter-Amp. und infolge davon viel kleineren Antennen. Dadurch ist insbesondere auch die Verwendung von Antennen mit scharf gerichteter Strahlung möglich geworden. Mit der dadurch erreichten Erhöhung der Empfangsintensität ist eine Vergrößerung der Telegraphiergeschwindigkeit und damit der kommerziellen Ausnützung der Stationen Hand in Hand gegangen.

Die Richtstrahlantennen sind, wie es scheint, alle Reihenantennen, bei der die einzelnen Antennendrähte zwischen einer Reihe von Masten aufgehängt sind. Die Antennenkombination z. B., die die Strahlrichtung nach San Franzisco und eine Wellenlänge von 33,52 m ($f = 8{,}950 \cdot 10^6$/sec) besitzt, besteht aus zwei Reihen, von denen die eine als Strahler, die andere als Reflektor wirkt. Bei Richtstrahlantennen aus einer Antennenreihe ist die Länge einer Reihe 3 λ. Sie enthält 24 Antennendrähte, je in einem Abstand von $^1/_8$ λ. Bei einer zweireihigen Antennenkombination, wie der oben erwähnten, beträgt die Länge einer Reihe 6 λ und bei einer Kombination von vier Reihen 12 λ. Die Richtkennlinien dieser drei Möglichkeiten sind im Bild 1 angegeben. Meist liegen solche Richtstrahlantennen in Entfernungen von den Hochfrequenzgeneratoren, die bis zu 1 km betragen können. Es wird ihnen dann die Energie durch eine Doppelleitung zugeführt; diese ist so gebaut, daß sie weder strahlt noch stehende Wellen durch Reflexion ausbilden kann. Ein normaler Kurzwellensender in Rocky Point besitzt eine Leistung von 20 bis 40 kW bei einem Wellenlängenbereich zwischen 14 und 45 m ($f = 6{,}660$ bis $21{,}400 \cdot 10^6$/sec).

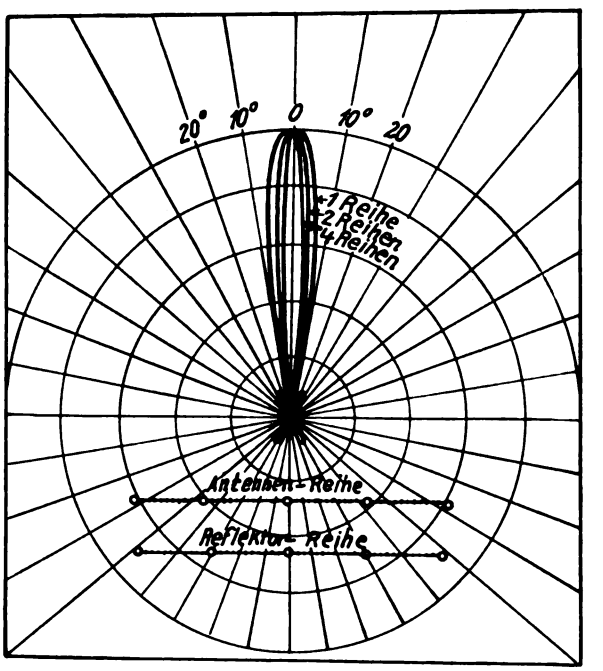


Bild 1.

Die Frequenzsteuerung erfolgt durch sehr sorgfältig und immer wieder geprüfte Quarzoszillatoren. Alle Anoden- und Vorspannungen werden durch Gleichrichter von der Quecksilberdampftype geliefert, die außer allen sonstigen Vorteilen sich durch größeren Wirkungsgrad als irgendwelche Motorgeneratoren auszeichnen.

2. Empfänger in Riverhead.

Zur Milderung der Schwunderscheinungen werden je drei Antennen im Abstand von zirka 330 m ver-

Digitized by Google

wendet, deren Ausgangs-Niederfrequenzströme dann in richtiger Weise vereinigt werden. Die Wirkung einer solchen Kombination erklärt sich in bekannter Weise dadurch, daß die Schwunderscheinungen schon an verhältnismäßig nahe gelegenen Orten verschieden verlaufen.

Die normale Empfangsantenne ist von der Art der Beverage-Antenne für kurze Wellen und besteht aus einer Linie von horizontalen Dipolen, die mit einer Doppelleitung kapazitiv gekoppelt sind. Sie befindet sich normaler Weise 15 m über dem Boden und wird getragen von Holzpfosten. Die Länge ist ungefähr 100 m.

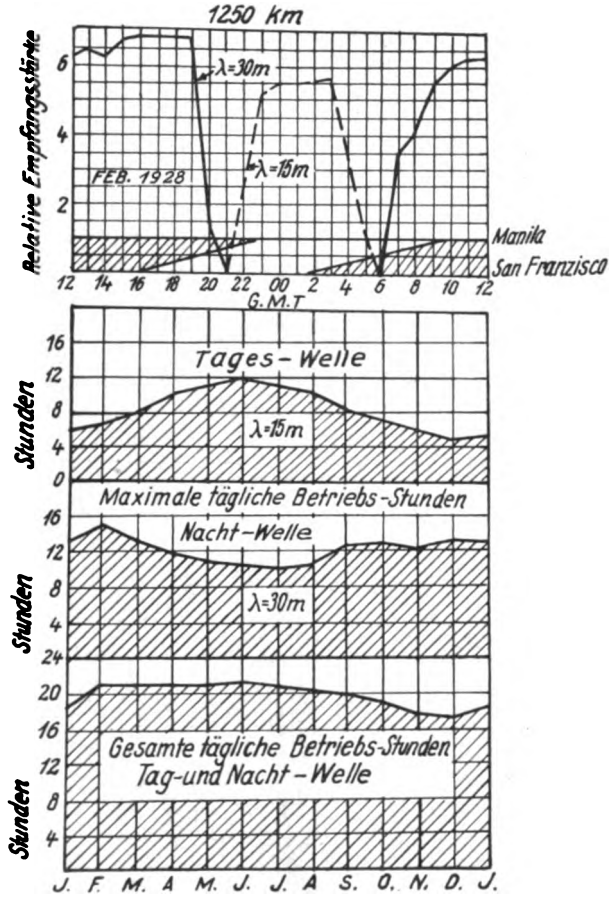


Bild 2.

Da diese Antennen fast aperiodisch sind, so lassen sich damit sehr gut mehrere Wellenlängen, insbesondere die Tag- und Nachtwellenlänge desselben Senders, aufnehmen.

3. Zentralstation in Broadstreet (New York).

Sowohl der Sender in Rocky Point als der Empfänger in Riverhead haben Drahtverbindung mit der Zentralstation in Broadstreet, in der der ganze Betrieb vor sich geht. Um die Doppelleitungen zur Sendestation möglichst gut auszunützen, werden die Relais zum Betriebe der Sender mit durch Gleichstrom, sondern mit tonfrequentem Wechselstrom beschickt. Infolge davon ist es möglich, mit 10 Kreisen gleichzeitig auf dieselbe Doppelleitung zu arbeiten. Da die maximale Telegraphiergeschwindigkeit eines Kreises ungefähr 80 Worte auf die Minute ist, so bedeutet das 800 Worte in der Minute durch dieselbe Doppelleitung.

4. Bildübertragung.

Die elektrische Bildübertragung, für die in der Veröffentlichung als Beispiel eine Landkarte, Druckschrift und eine photographische Aufnahme wiedergegeben ist, arbeitet gegenwärtig mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 12 cm²/min, entsprechend etwa 24 Code-Worten in der Minute.

5. Tag- und Nacht-Uebertragung.

Einen guten Ueberblick über die Betriebsverhältnisse, insbesondere die Wirkung des Wellenlängenwechsels beim Uebergang von Tag zur Nacht gibt Bild 2, das sich auf den Verkehr zwischen San-Franzisco und Manila (1250 km) bezieht. — —

Die Arbeit enthält eine größere Zahl von photographischen Abbildungen der Apparate und Anlagen.

J. Zenneck.

T. L. Eckersley. Mehrfache Signale im Kurzwellenverkehr. (Multiple signals in short-wave transmission.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 106 bis 122, 1930.

Die Versuche, die der Arbeit zugrunde liegen, sind Aufnahmen der drahtlosen Bildübertragung zwischen

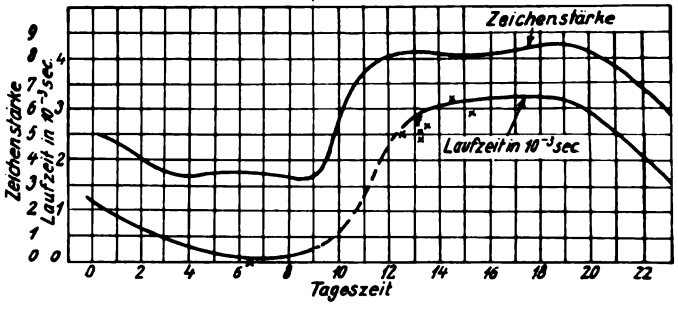


Bild 1.

New-York und Sommerton (England). Wird zum Beispiel Maschinenschrift übertragen, so treten die Echos scharf hervor und die einzelnen Lichtzeichen (Raster), deren zeitlicher Abstand genau bekannt ist, geben bequeme Zeitmarken. Die Frequenz, mit der gearbeitet wurde, war $13{,}480 \times 10^6$/sec ($\lambda = 22{,}255$ m).

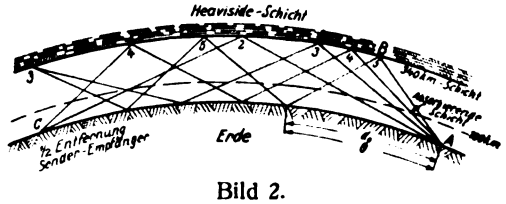


Bild 2.

1. Man bekommt im allgemeinen für jedes Zeichen des Senders bis zu 5, in Ausnahmefällen 6 Zeichen im Empfänger. Die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen des ersten und des letzten Zeichens ist in Bild 1 für die Monate Oktober und November 1928 in Abhängigkeit von der Tageszeit wiedergegeben.

2. Die Auffassung über das Zustandekommen dieser mehrfachen Zeichen (Echos) ist in Bild 2 zum Ausdruck gebracht. In dieser Figur soll A den Sender bedeuten, der Punkt C ist in der Mitte zwischen Sen-

Digitized by Google

der und Empfänger; die Figur stellt also nur die Hälfte des Strahlenverlaufs zwischen Sender und Empfänger dar. Der Gedanke ist also, daß die 5 Zeichen dadurch erzeugt werden, daß die dazugehörigen Strahlen fünfmal an der Heavisideschicht und dazwischen immer wieder am Erdboden reflektiert werden, während das erste Zeichen von einem Strahl herrührt, — in Bild 2 nicht eingezeichnet —, der vom Sender unter einem sehr kleinen Winkel gegen den Erdboden, d. h. unter einem sehr kleinen Abgangswinkel, ausgeht und an der Heavisideschicht oberhalb C einmal reflektiert wird.

Daß diese Annahme jedenfalls sehr annähernd richtig ist, ergibt sich z. B. aus folgendem: Berechnet man aus einem Satz solcher Echos die wirksame Höhe der Heavisideschicht, so ergibt sich aus dem fünften Echo als Höhe 340 km, aus dem vierten 338 km, aus dem dritten 343 km, also Werte, die sehr gut miteinander übereinstimmen.

3. Auf was es dem Verfasser nun in erster Linie ankommt, ist die folgende Ueberlegung.

Das letzte Zeichen, das beim Empfänger eintrifft, entspricht demjenigen Strahl, der den steilsten Abgangswinkel gegen die Erdoberfläche hat. Bei noch steilerem Abgangswinkel würde der Strahl von der Heavisideschicht nicht mehr zur Erde zurückgekrümmt werden, sondern sie durchdringen. Aus der Laufzeit des letzten Signals läßt sich also der steilste Winkel bestimmen, bei dem ein Strahl eben noch von der Heavisideschicht zur Erde zurückkommt.

Bezeichnet man mit τ_n die Laufzeit des n-ten Signals, ist ϑ_n der Abgangswinkel, der diesem Signal entspricht, d die Entfernung zwischen Sender und Empfänger längs der Erdoberfläche gemessen und c die Lichtgeschwindigkeit, so folgt aus geometrischen Gründen (vgl. Bild 2)

$$\tau_n = \frac{d}{c} \cdot \frac{1}{\cos \vartheta_n} \text{ u. daraus } \tau_n - \tau_1 = \frac{d}{c}\left(\frac{1}{\cos \vartheta_n} - \frac{1}{\cos \vartheta_1}\right)$$

$\tau_n - \tau_1$ ist die gemessene Zeitdifferenz zwischen dem n-ten und dem ersten Signal. Der Abgangswinkel des ersten Signals (einmalige Reflexion an der Heavisideschicht) ist jedenfalls klein, also cos ϑ annähernd $= 1$. Unter diesen Umständen ergibt sich

$$\frac{1}{\cos \vartheta_n} - 1 = \frac{d}{c}(\tau_n - \tau_1).$$

Versteht man unter n das letzte Signal, so folgt also aus der gemessenen Zeitdifferenz dieses Signals gegen das erste der Abgangswinkel des letzten Signals. Die Messungen ergaben dafür Werte, die zwischen 20° 16′ und 34° 36′ liegen. Ihr Mittel ist 30° 47′.

4. Für einen Strahl mit dem Abgangswinkel ϑ, der in einer geschichteten Atmosphäre zur Erde zurückgekrümmt wird, gilt nach der geometrischen Optik

$$\cos \vartheta = \frac{R+h}{R} \cdot \frac{\mu}{\mu_0}, \qquad (1)$$

wenn μ den Brechungs-Exponenten an der Stelle des Scheitels des Strahls und μ_0 an der Erdoberfläche bedeutet; R ist der Erdradius, h die Höhe des Scheitels über der Erdoberfläche. Andererseits ist in einer elektronenhaltigen Atmosphäre an der Stelle, an der die Elektronenkonzentration N ist

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \sqrt{1 - \frac{Ne^2c^2}{\pi m n^2}} \qquad (2)$$

(n = Frequenz der Schwingungen, e und m Elektronenkonstanten.) Wenn $h/R = x$ gesetzt wird und ϑ verhältnismäßig klein ist, so folgt

$$\frac{Ne^2c^2}{\pi m n^2} = \sin^2 \vartheta + 2x. \qquad (3)$$

Kennt man nun für irgendeinen Strahl ϑ, so kann daraus die Elektronenkonzentration bestimmt werden in der Höhe, in der der Strahl umbiegt (reflektiert wird). Voraussetzung ist, daß man die Höhe $h = R \cdot x$ kennt, an der dies geschieht.

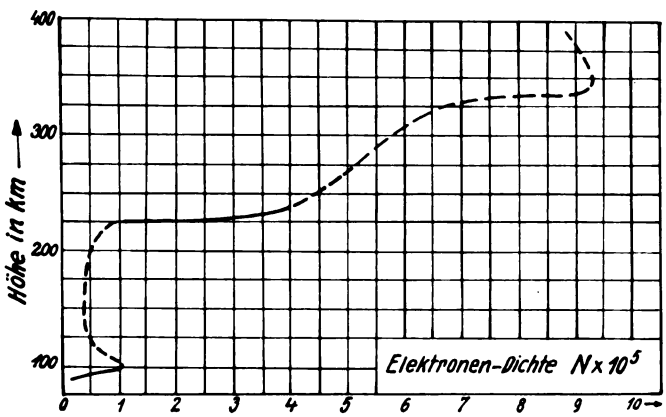


Bild 3.

Der Verfasser macht dafür zwei Annahmen:

1. $h = 240$ km, nach den Messungen von Appleton, Breit und Tuve und Dahl für $\lambda = 100$ bzw. 75 m. Andere Messungen ($\lambda = 75$ bis 67 m) zeigen bei Tag ebenfalls eine Höhe von 240 km.
2. $h = 340$ km, nach den Messungen von Kenrick und Jen bei Nacht.

Im ersten Fall bekommt er dann aus dem Abgangswinkel für das letzte Signal $N = 7{,}5 \cdot 10^5/\text{cm}^3$, im zweiten Fall $8{,}43 \cdot 10^5/\text{cm}^3$, d. h. eine ungefähr zehnmal so hohe Elektronenkonzentration als sie aus den Messungen mit längeren Wellen für die Heavisideschicht in der Höhe von zirka 100 km folgt. Bemerkenswert ist, daß auch Messungen mit Wellenlängen zwischen 28 und 32 m an holländischen Stationen, bei denen der Einfallswinkel bestimmt wurde, Werte für N ergaben, deren Mittel $9{,}3 \cdot 10^5/\text{cm}^3$ betrug.

Faßt man alles zusammen, was man aus den bisherigen Messungen über Ionenkonzentration in Abhängigkeit von der Höhe weiß, so ergibt sich für Tag Bild 3. Kennt man nun N in der reflektierenden Schicht und nimmt man an, daß der aus dem höchsten Abgangswinkel berechnete Wert (vgl. oben) der größte Wert in dieser Schicht ist, so läßt sich daraus $\frac{\mu_{min}}{\mu_0}$ nach Gl. (2) für irgendeine Frequenz n berechnen und daraus nach Gl. (1) der größte Abgangswinkel, der bei dieser Frequenz noch möglich ist, wenn der Strahl zur Erde zurückkommen soll. Tut man das, so bekommt man für $\lambda = 8{,}6$ m als größten Abgangs-

Digitized by Google

winkel den Winkel 0, d. h. bei einer Wellenlänge von 8,6 m erhält man keinesfalls Reflexionen an dieser Schicht. **Diese Welle ist also bei Tag nicht mehr für die Uebertragung geeignet. Damit stimmen nun tatsächlich alle Erfahrungen überein, abgesehen von ganz gelegentlichen Beobachtungen eines Empfangs bei noch kürzeren Wellen.**

5. Aus Bild 1 folgt, daß während des Verlaufs der Nacht — das bisherige bezog sich alles auf Tagübertragung — die Zeitdifferenz zwischen dem letzten und ersten Signal abnimmt. Das bedeutet eine Abnahme des steilsten Abgangswinkels und eine Abnahme der maximalen Elektronenkonzentration. Das letztere erwartet man von vornherein wegen der in der Nacht fortschreitenden Rekombination.

Die Verminderung des maximalen Abgangswinkels hat die Bedeutung, daß von der gesamten Strahlung des Senders ein kleinerer Teil für den Empfänger ausgenützt wird. Daraus erklärt sich die Verminderung der Intensität der Zeichen, wie sie nach Bild 1 parallel der Verminderung der Echozeit gilt.

Die Verminderung der Elektronendichte hat aber noch einen anderen Einfluß, den nämlich, daß die minimale Wellenlänge, mit der man überhaupt noch arbeiten kann, viel größer wird als bei Tag, wo sie nach dem oben Ausgeführten 8,6 m beträgt.

Für den kleinsten Abgangswinkel ($\vartheta = 0$) folgt aus Gl. (3), wenn man c/n durch λ ersetzt,

$$\lambda^2_{\min} = \frac{2x\pi m}{c^2} \cdot \frac{1}{N_{\max}}$$

d. h. also, je kleiner $N_{\max}$ ist, um so größer ist die minimale Wellenlänge.

Nach den Erfahrungen, die man mit Kurzwellenübertragungen gemacht hat, ist ungefähr

0	Stunden nach Sonnenuntergang	$\lambda_{\min}$ 8,6 m	$N = 9{,}3 \cdot 10^5/\text{cm}^3$
2,5	„ „ „ „	11 m	$N = 6{,}5 \cdot 10^5$ „
7	„ „ „ „	14 m	$N = 4{,}2 \cdot 10^5$ „
10,5	„ „ „ „	20 m	$N = 2 \cdot 10^5$ „

während aus den Laufzeiten der Echos folgt

6 Stunden nach Sonnenuntergang $N = 4{,}8 \cdot 10^5/\text{cm}^3$
7 „ „ „ $N = 4{,}2 \cdot 10^5/\text{cm}^3$

in verhältnismäßig guter Uebereinstimmung mit den eben angegebenen, auf ganz andere Weise erhaltenen Werten.

6. Wenn die Wellen in einer Schicht in der Höhe von zirka 340 km reflektiert werden sollen, so müssen sie auf ihrem Weg die ionisierte Schicht, die sich in der Höhe von zirka 100 km befindet (die gewöhnliche Heavisideschicht für lange Wellen), durchdringen und es ist die Frage, ob nicht durch die Absorption in dieser Schicht die Intensität der reflektierten Wellen merklich mitbestimmt ist. Tatsächlich spielt diese Absorption bei Tag eine wichtige Rolle und zwar da sie proportional mit λ^2 ist, um so mehr, je länger die Wellen sind. Bei Nacht ist diese Absorption ohne großen Einfluß, schon deshalb, weil die Elektronenkonzentration in dieser Schicht viel kleiner ist.

J. Zenneck.

R. O. Cherry. Feld-Intensitätsmessungen einiger australischer Rundfunkstationen. (Field intensity measurements around some Australian broadcost stations). Proc. Phys. Soc. **42**, 192—211, 1930.

Die Messungen wurden mit einer Rahmenantenne vorgenommen, wobei die Spannung über einem Teil des Rahmens mit einem Röhrenvoltmeter gemessen wurde. Das Gerät war bis zu Feldintensitäten von 0,86 mV/m brauchbar, das Röhrenvoltmeter zeigte dabei noch Spannungen bis 0,01 Volt an einem tragbaren Mikroamperemeter (1 mm = 0,1 μA). Diese hohe Empfindlichkeit wurde durch Fortlassen des Gitterableitungs-Widerstandes erreicht, wobei eine ausgesuchte Röhre (Mullard, R. M. 1. H.F.) benutzt wurde. Unabhängigkeit von der Frequenz wurde durch einen kleinen Gitterkondensator von 0,002 μF erzielt. Zwischen den Eichwerten bei 60 kHz und 900 kHz war nur 1% Differenz. Unterhalb 0,1 Volt war der gleichgerichtete Strom proportional dem Quadrat der angelegten Spannung und somit unabhängig von der Wellenform. Der Leistungsverbrauch des Voltmeters war praktisch sehr klein und unabhängig von der angelegten Spannung. Die Eichkurve des Röhrenvoltmeters blieb für eine bestimmte Röhre für mehrere Monate in ihrer Form ungeändert. Es traten zwar unregelmäßige Schwankungen auf, die jedoch an einem Tage nie 10% überschritten. Der Rahmen war ein Quadrat von 65,1 cm Seitenlänge, 18 Windungen Kupferdraht (Nr. 24) emalliert, mit 5 mm Abstand. Die Feldintensität E mV/m induzierte in dem Rahmen eine Spannung $V = 2\pi A n \omega L E/R\lambda$ $m V$, wo A Fläche einer Windung in m², n Zahl der Windungen, L Induktivität in Hz und R Widerstand in Ohm war. Es war hier $E/V = 86$.

Ausgemessen wurden die Felder der 3 Stationen: 3 LO Melbourne, 3 RA Melbourne, 7 ZL Hobart. Man hat bei allen Stationen eine schnelle Intensitätsabnahme gefunden infolge der großen australischen Wälder. Die effektive Leitfähigkeit des Bodens liegt zwischen $4 \cdot 10^{-13}$ und $0{,}07 \cdot 10^{-13}$ EME, abhängig von der Zahl der Bäume pro km². Mit größeren Wellenlängen steigt die Intensität hinter den Wäldern wieder an. Bei Tage ist die Ausbreitung über See nach der Sommerfeld'schen Formel zu berechnen. Unter Berücksichtigung der Erdkrümmung ist das Produkt aus Intensität und Abstand bis 130 km konstant. Die gestrahlte Energie wurde nach der Formel $P = {}^1/_9 E^2 \cdot d^2 \cdot 10^5$ Watt ermittelt, wobei d der Radius eines Kreises gleicher mittlerer Feldstärke E um die Station ist.

Station	d in km	E in V/m	Gestrahlte Energie in Watt	Aufgenomm. Energie in Watt	Wirkungsgrad
7 LO	7,43	0,066	2680	5000	53,6%
3 AR	45,—	0,0104	2430	5000	48,6%
7 ZL	20,8	0,010	483	800	60,5%

Im allgemeinen ist bis zu 2 mV/m mit Detektorapparaten, bis 1 mV/m mit Röhrenapparaten einwandfreier Empfang möglich. Atmosphärische und andere Störungen sind nicht gemessen, sind aber sicher weniger vorherrschend als in England und Amerika.

E. Lübcke.

Shintaro Uda. Wellenreflektoren und Strahlwerfer. (Wave reflector and wave director.) Techn. Rep. Tohoku Imp. Univ. **8**, 63—73, 1929.

Theoretisch und experimentell wird der Einfluß untersucht, den ein in der Nähe eines Sendedipols und parallel zu diesem befindlicher linearer Leiter auf

Digitized by Google

das Strahlungsfeld ausübt. Diese Einwirkungen werden im wesentlichen durch den Abstand d_0 zwischen beiden sowie durch den Abstimmzustand des Leiters bestimmt. Wird der Abstand d_0 variiert, so ergeben sich periodische Schwächungen und Verstärkungen der Energie in einem Empfänger in Abständen von $d_0 = \lambda/4$. Aendert man die Länge l des Leiters, so ergibt sich für $l > \lambda/2$, daß der Leiter die Wellen in der einen Richtung absorbiert, in der anderen reflektiert; für $l < \lambda/2$ werden die Wellen in der Richtung des Leiters konzentriert, d. h. er wirkt als Strahlwerfer.

Da sich die Phasenunterschiede der direkten und der vom Leiter reflektierten Wellen mit d_0 ändern

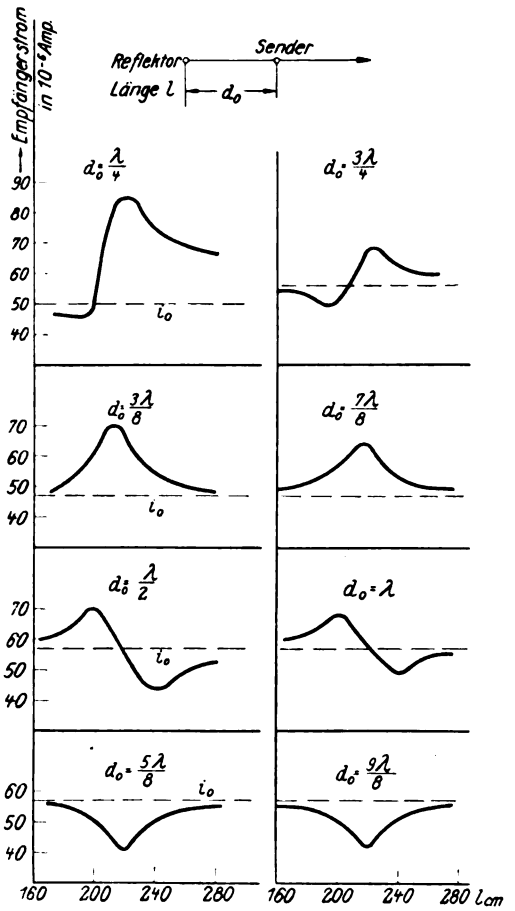


Bild 1.

und in Abständen von halben Wellen wieder dieselben Werte durchlaufen, ändern sich auch die Sendecharakteristiken, d. h. die Sendeenergie als Funktion der Abstimmung mit d_0, wobei dieselben nach jeweiligen Abständen von $\lambda/2$ wieder den gleichen Verlauf aufweisen, wie aus Bild 1 zu ersehen ist.

Neben dem einfachen linearen Leiter untersucht der Verfasser verschiedene andere, an den Enden kapazitiv oder in der Mitte induktiv belastete Dipole sowie eine Metallplatte, deren Ausdehnung von der Größenordnung der halben Welle ist. Auch diese wirkt, falls ihre Abmessungen unterhalb $\lambda/2$ liegen, als Strahlwerfer.

Aehnliche Versuche wurden mit elektrolytischen Lösungen, wie Schwefelsäure und Kochsalzlösung, angestellt, welche in Glasröhren in den Gang der Wellen eingeschaltet wurden. Obwohl die Verhältnisse nicht unmittelbar mit metallischen Leitern zu vergleichen sind, ergaben die Versuche, daß die Flüssigkeitssäule bei Abstimmung die Wellen in geringem und von der Konzentration abhängigem Maße zu absorbieren und reflektieren vermag.

H. E. Hollmann.

Shintaro Uda. Die praktische Kurzwellengrenze von Elektronenröhrenoszillatoren. (The practical short wave limit of triode vacuum tube oszillators.) Techn. Rep. Tohoku Imp. Univ. 8, 83—95, 1929.

Die Arbeit behandelt die mit der Gegentaktschaltung von Holborn-Mesny zu erzielenden kürzesten Wellen. Die bekannte Anordnung von Holborn (Bild 1a) wird durch Kreuzung der Anodenzuleitungen nach Bild 1b modifiziert. In beiden

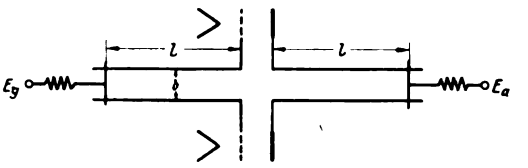


Bild 1a.

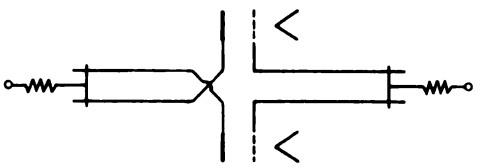


Bild 1b.

Fällen ergab sich eine lineare Beziehung zwischen Wellenlänge und Drahtlänge l, wobei die Welle mit dem Abstand b der Paralleldrähte ebenfalls abnahm. Die Kreuzung der Zuleitungen vergrößerte die Wellenlänge; so ergab die Schaltung 1a als kürzeste Welle 1,28 m, die Schaltung b dagegen bei derselben Drahtlänge 1,5 m.

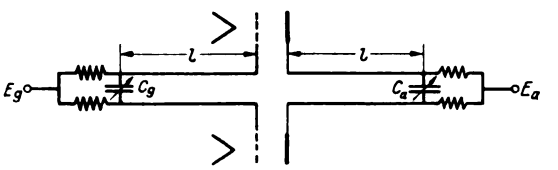


Bild 2.

Wird die Kopplung zwischen Gitter- und Anodenkreis durch Gegeneinanderschwenken der zunächst in einer Ebene liegenden Drahtsysteme vergrößert, so nimmt bei Schaltung a die Induktivität und dementsprechend die Wellenlänge ab, während sich die Schaltung b umgekehrt verhält. Bei einem Kopplungswinkel von 90 Grad und einer Drahtlänge l von 5 cm konnte die Grenzwelle der Anordnung a auf 1,1 m herabgesetzt werden.

Werden in die geschlossenen Enden der Paralleldrähte nach Bild 2 Drehkondensatoren C_a und C_g gelegt, so wird durch Verminderung ihrer Kapazität eine weitere Verkürzung der Welle ermöglicht und zwar bei Schaltung a um 6 %, bei Schaltung b um 13 %. Nur wenn die Kapazität des Anodenkreises C_a zu gering wird, nimmt die Schwingungsenergie ab, während die Kapazität C_g allein die Wellenlänge be-

Digitized by Google

einflußt, ohne auf die Energie einzuwirken. Von besonderer Bedeutung für den Empfang von Ultrakurzwellen ist, daß sich mit Hilfe des Kondensators C_g die Welle äußerst fein einstellen läßt; so konnte z. B. in einer Entfernung von 5 km noch ein Schwebungsempfang auf 2 m Welle erhalten werden.

Die Arbeit schließt mit einer Reihe photographischer Wiedergaben von Sende- und Empfangsgeräten, darunter auch Superheterodyne- und Regenerativempfänger für $\lambda = 4$—5 m.

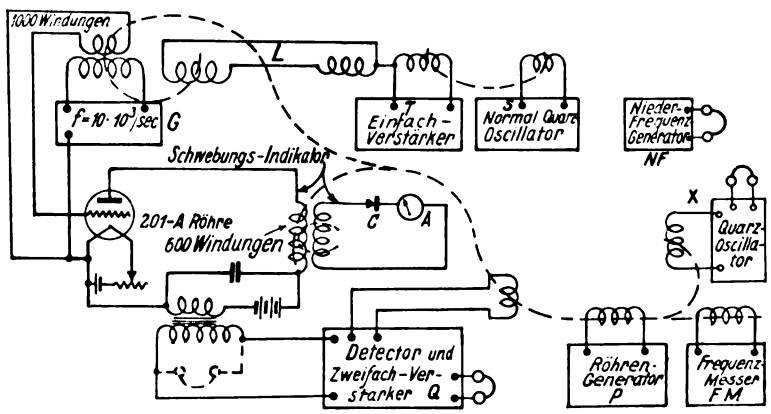
H. E. Hollmann.

E. L. Hall. Methode und Apparate des Bureau of Standards zur Prüfung von Piezo-Oszillatoren für Rundfunk. (Method and apparatus used at the Bureau of Standards in testing piezo oszillators for broadcast stations.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 490—509, 1930.

Es handelt sich um ein Verfahren, um die Frequenz irgendeines zur Prüfung eingesandten Piezo-Oszillators an diejenige eines einzigen Normal-Quarzoszillators anzuschließen. Die Einzelheiten der Apparatur und ihre Handhabung müssen aus der Originalarbeit entnommen werden. Die Grundlage der Methode wird am besten verständlich an Hand des nebenstehenden Bildes. In demselben bedeuten

1. S den Normalquarzoszillator von der Frequenz $200 \cdot 10^3$/sec,
2. G einen Röhrengenerator für die Frequenz $10 \cdot 10^3$/sec,
3. P einen regelbaren Röhrengenerator,
4. X den zu prüfenden Piezo-Oszillator,
5. NF einen Niederfrequenzgenerator.

Zuerst wird der 10000-Perioden-Generator G so



eingestellt, daß seine 20. Harmonische genau gleich der Frequenz des Normalquarzoszillators S ist. Als Schwebungs-Indikator dient dabei das Gleichstrominstrument A, dessen Zeiger bei langsamen Schwebungen hin und her pendelt und bei der Schwebungsfrequenz 0 still steht.

Dann wird der Röhrengenerator P so reguliert, daß seine Frequenz oder eine ihrer Harmonischen mit einer Harmonischen des 10000-Perioden-Generators G die Schwebungsfrequenz 0 oder auch einen Schwebungston gibt, der genau mit demjenigen einer Normal-Stimmgabel übereinstimmt. Ein Präzisionsfrequenzmesser (FM) verhindert, daß man sich in der Ordnungszahl der verwendeten Harmonischen täuscht. Endlich wird der Schwebungston zwischen dem Röhrengenerator P und dem zu prüfenden Quarzoszillator X mit Hilfe eines geeichten Niederfrequenz-Oszillators NF gemessen. Durch geschickte Wahl der Harmonischen von P und derjenigen des 10000-Perioden-Generators G und eventuell auch der Frequenzdifferenz zwischen diesen beiden Harmonischen (s. oben) läßt sich der Schwebungston zwischen P und dem zu prüfenden Quarzoszillator immer auf eine passende Höhe bringen. J. Zenneck.

L. Pungs u. H. Vogler. Spannungsmessung bei schnellen elektromagnetischen Schwingungen mit Hilfe des elektrooptischen Kerreffektes. Phys. Ztschr. **31**, 485—487, 1930.

Durch die Entwicklung der Sendertechnik ist es möglich geworden, beträchtliche Hochfrequenzleistungen schon bei Wellen unter 100 m zu erzeugen. Auch unter 10 m Wellenlänge lassen sich hauptsächlich auf Grund der Arbeiten von Esau jetzt größere Leistungen herstellen. Damit gewinnt aber die Frage der exakten Messung von größeren Strömen und Spannungen in den genannten Frequenzgebieten besonderes Interesse, sowohl vom technischen, als auch vom physikalischen Standpunkt. Die bisher hauptsächlich benutzten Meßmethoden für Hochfrequenz waren das thermische Verfahren für Ströme, das elektrometrische für Spannungen. Bei Wellen unter 200 m werden diese Verfahren, insbesondere bei größeren Meßwerten, unsicher.

Die Verfasser führen ein neues meßtechnisches Prinzip, zunächst für die Spannungsmessung, ein, indem sie die zu messende Hochfrequenzspannung mit einer niederfrequenten auf Grund ihrer elektrooptischen Wirkung, also des Kerreffektes, vergleichen.

Die bekannte Formel für den Kerreffekt lautet:

$$\delta = B \cdot l \cdot \mathfrak{E}^2$$

Es bezeichnet dabei B die Kerrkonstante des Stoffes, l die Länge des Lichtweges im Felde, $\mathfrak{E}$ die Feldstärke. δ ist der Gangunterschied der beiden durch die Doppelbrechung in der Substanz entstehenden, senkrecht zueinander polarisierten Strahlen, in Wellenlängen ausgedrückt.

Durch die Interferenz dieser beiden Strahlen in dem als Analysator wirkenden Nicol'schen Prisma entsteht die bekannte von der Spannung abhängige Aufhellung des zunächst auf Dunkelheit eingestellten

Digitized by Google

Lichtfeldes. Diese Wirkung wird bei den bekannten Licht-Relais von Karolus für die Zwecke der Bildtelegraphie und des Fernsehens ausgenutzt. Von anderer Seite ist der Kerreffekt auch für oszillographische Zwecke, allerdings ohne wesentlichen Erfolg, vorgeschlagen worden. Da der Kerreffekt bis zu sehr hohen Frequenzen des elektrischen Feldes trägheitslos ist, fanden ihn die Verfasser für Messungen in diesem Gebiet besonders geeignet.

Wird an die Kerrzelle eine Wechselspannung angelegt, so bekommt man für das Feld die Gleichung:

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0 \cdot \sin \omega t$$

und

$$\delta = B \cdot l \cdot \mathfrak{E}_0^2 \cdot \sin^2 \omega t$$

Man könnte nun bei der vorausgesetzten sinusförmigen Spannung mit Hilfe optischer Mittel den maximalen Gangunterschied und daraus mit der bekannten Konstanten auch den gesuchten Maximalwert der Spannung ermitteln. Ein solches Verfahren ist möglich, erfordert aber ziemlich komplizierte optische Kompensations-Einrichtungen. Die Verfasser benutzten als Maß des Feldes und damit der Spannung statt dessen die mittlere Lichtstärke hinter dem Analysator. Die Beziehung zwischen diesen Größen ist an sich ziemlich kompliziert. Ihre Kenntnis ist aber, wie später gezeigt wird, für die Messung nicht notwendig. Sie hat nur für die Feststellung des Meßbereiches ein Interesse.

Die Gleichung der Lichtstärke hinter dem Analysator, die durch die Zusammensetzung beider Strahlen entsteht, ist

$$L = L_0 \cdot \sin^2 (\pi \cdot B l \cdot \mathfrak{E}^2).$$

In dieser Gleichung ist L_0 eine Konstante, die u. a. von der Intensität der Lichtquelle und der Absorption abhängt. Ist nun $\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0 \cdot \sin \omega t$ eine Sinus-Funktion der Zeit, so erhält man für den Momentanwert der Lichtstärke den Ausdruck

$$L = L_0 \cdot \sin^2 (\pi \cdot B l \cdot \mathfrak{E}_0^2 \cdot \sin^2 \omega t).$$

Der Mittelwert über eine Periode ist

$$L_m = \frac{1}{T} \int_0^T \cdot L_0 \cdot \sin^2 (\vartheta \sin^2 \omega t)\, dt$$

wobei $\vartheta = \pi B l \cdot \mathfrak{E}_0^2$. Wird an Stelle der Zeit der Winkel als Veränderliche eingeführt, ist also $\omega t = \varphi$, so ist

$$L_m = \frac{L_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin^2 \cdot (\vartheta \cdot \sin^2 \varphi) \cdot d\varphi .$$

Da die Lichtintensität eine periodische Funktion der Zeit ist, so ist der Mittelwert von der Frequenz unabhängig, solange der Vorgang bei der in Frage kommenden Frequenz als trägheitsfrei betrachtet werden kann.

Die Auswertung des Integrals führt auf Besselsche Funktionen. Die durchgeführte Rechnung gibt folgenden endgültigen Ausdruck:

$$L_m = \frac{L_0}{2} \left[1 - \cos \vartheta \cdot J_0 (\vartheta) \right]$$

wo J_0 eine Bessel'sche Funktion nullter Ordnung mit reellem Argument ist.

Die Abhängigkeit zwischen der mittleren Lichtstärke und dem Maximalwert der angelegten sinusförmig gedachten Spannung auf Grund dieser Gleichung hat einen eigentümlichen Verlauf, wie er in Bild 1 dargestellt ist. Man sieht, daß bei der Verwendung der mittleren Lichtstärke zur Messung von Spannungen nur der Bereich bis zum ersten Maximum benutzt werden kann, damit die Messung eindeutig

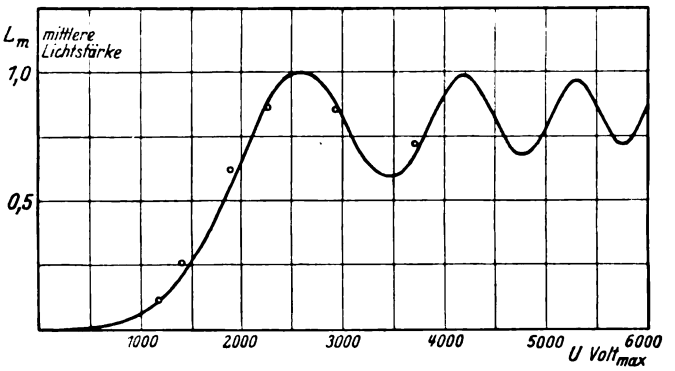


Bild 1.

wird. Die eingetragenen Punkte sind experimentell aufgenommen und fügen sich gut in die theoretisch berechnete Kurve. Man könnte nun die auf dem Bild 1 gegebene Kurve als eine Eichkurve der Kerrzelle für Spannungsmessung betrachten. Man könnte dann die mittlere Lichtstärke entweder durch ein bekanntes Verfahren subjektiv oder mit Hilfe einer Photozelle objektiv messen. Leider würde eine solche Eichung bei der großen Temperaturabhängigkeit des Kerreffektes nur für eine ganz bestimmte Temperatur, ferner würde sie nur für eine bestimmte konstante Lichtstärke der primären Lichtquellen gelten, streng genommen sogar nur für eine bestimmte Spektral-Zusammensetzung des Lichtes.

Um von diesen Einflüssen frei zu kommen, haben die Verfasser eine Kompensationsmethode entwickelt, deren Anordnung aus dem beigegebenen Bild 2 zu ersehen ist. Hier bedeutet L die Lichtquelle. (Z. B. eine Glühlampe von 100—200 Watt.) Die Strahlen von dieser Lichtquelle gehen entweder durch die Kerroptik zur Photozelle Ph_1 oder über den Spiegel M direkt zur zweiten Photozelle Ph_2. Die Zellen sind mit Verstärkerröhren verbunden, die in einer Kompensationsschaltung angeordnet sind, in einer Form, die auch für photometrische Vergleichszwecke verwendet wird. Im Anodenkreis der Röhren befindet sich ein Kompensationswiderstand und für die Abgleichung wird ein empfindliches Galvanometer als Nullinstrument benutzt. Die Anordnung dieser Teile der Schaltung ist aus Bild 2 leicht zu ersehen. Als Stoff für die Kerrzelle wird Nitrobenzol verwendet, das nach besonderem Verfahren sehr sorgfältig gereinigt werden muß, da sonst eine exakte Messung nicht möglich ist.

Um nun eine Hochfrequenzspannung zu messen, wird folgendes Verfahren eingeschlagen. Zunächst wird durch Kreuzung der beiden Nicol-Prismen der Kerroptik, am besten unter Benutzung der Photozelle, auf die kleinste Lichtintensität eingestellt. Nun wird unter Beachtung der bei hohen Frequenzen notwendigen Vorsichtsmaßregeln die zu messende

Digitized by Google

Spannung an die Kerrzelle gelegt. Es wird der Kompensationswiderstand so eingestellt, daß das Galvanometer Null zeigt, dann wird die Hochfrequenzspannung durch eine sinusförmige niederfrequente Vergleichsspannung ersetzt, z. B. von einer Frequenz von 50 Hertz. Diese Spannung wird mit Hilfe eines Spannungsteilers so einreguliert, daß der Ausschlag am Galvanometer wieder Null ist. Diese Spannung

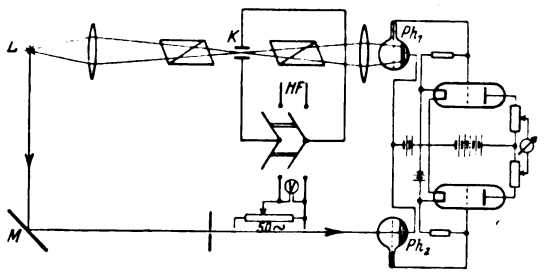


Bild 2.

wird mit einem genauen Voltmeter für Niederfreqenz V gemessen. Der Ausschlag dieses Instrumentes gibt dann den Effektivwert der Hochfrequenzspannung an. Dabei ist der Meßbereich der Kerrzelle auf Grund des Bildes 1 so zu wählen, daß man sich auf dem ersten ansteigenden Ast der abgebildeten Kurve befindet.

Für die Richtigkeit der Messung müssen folgende Bedingungen gelten. Der Kerreffekt muß, wie schon gesagt, keine Trägheit für die in Frage kommende Frequenz zeigen, die Kerrkonstante muß somit von der Frequenz unabhängig sein, dann müssen die beiden zu vergleichenden Spannungen annähernd sinusförmig sein und schließlich muß die gleiche Feldverteilung in der Kerrzelle für Hochfrequenz und Niederfrequenz bestehen bleiben.

Die Temperaturabhängigkeit des Kerreffektes, die Abhängigkeit dieses Effektes von dem Spektrum der Lichtquelle, also die Dispersion der Kerrkonstante haben keinen Einfluß auf die Messung. Auch ist die Messung von den Schwankungen der Lichtintensität der Lichtquelle in sehr großem Bereich unabhängig.

Auf Grund der vorhandenen Literatur über den Kerreffekt kann angenommen werden, daß man für Nitrobenzol bis zu Frequenzen von der Größenordnung $3 \cdot 10^7$ Hertz, also 10 m Wellenlänge, mit der Trägheit nicht zu rechnen braucht. Wahrscheinlich wird man mit der Frequenz noch höher gehen können, Untersuchungen darüber sind noch im Gange. Die weitere Bedingung, und zwar sinusförmige Spannung, wird bei Hochfrequenz durch die Verwendung der Resonanzkreise für die Messung genügend genau erfüllt. Für die Niederfrequenz kann man gegebenenfalls Siebkreise verwenden. Die gleiche räumliche Verteilung der Feldstärke in der Kerrzelle bei Hoch- und Niederfrequenz kann bei den angegebenen Frequenzen als sicher angesehen werden.

Das Verfahren wurde zunächst bis zu Frequenzen von der Größenordnung $1{,}2 \cdot 10^7$ Hertz ($\lambda = 25$ m) erprobt, und für Spannungen von 700—3500 Volt. Das Verfahren wird z. Zt. noch weiter so ausgebildet, daß es evtl. für Spannungen unter 100 Volt verwendet werden kann. Es kann entweder für direkte Messung oder auch zur Eichung von Instrumenten, in der Art wie bei den bekannten Kompensationsmethoden, verwendet werden, es kann ferner ohne weiteres für indirekte Strommessung angewendet werden.

Es ist noch von Interesse festzustellen, daß gute technische Elektrometer, die für die Hochfrequenz 10^6 Hertz bestimmt waren, noch bei $1{,}5 \cdot 10^6$ gute Uebereinstimmung mit dem angegebenen Verfahren zeigten, dagegen ergaben sie bei Steigerung der Frequenz auf $1{,}2 \cdot 10^7$ Abweichungen von 30—40%.

Als großer Vorteil des Verfahrens ist die nicht sehr große und vor allem im Gegensatz zum Elektrometer konstante Kapazität der Meßzelle zu betrachten. L. Pungs.

W. B. Nottingham. Messung schwacher Gleichspannungen und Ströme in hochohmigen Kreisen mittels Vakuumröhren. (Measurement of small direct potentials and currents in high resistance circuits by using vacuum tubes.) Journ. Frankl. Inst. **209**, 287—348, 1930.

Der erste Teil der Arbeit behandelt allgemein die Theorie der Gleichstromverstärkung einer Dreielektrodenröhre, ausgehend von ihren Anoden- und Gitterstromkennlinien. Infolge des Gitterionenstroms sinkt die Gitterkennlinie unter die Abszisse ab, und es entsteht ein Bereich negativen Gitterwiderstandes, innerhalb dessen die Verstärkungsziffer beträchtlich ansteigt, z. B. bei einer normalen Verstärkerröhre bis auf das 76fache.

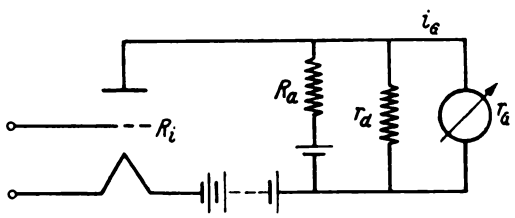


Bild 1.

Im zweiten Teil untersucht der Verfasser drei Ausgangsschaltungen, und zwar erstens die normale Kompensation des Anodenruhestroms mittels einer besonderen Hilfsbatterie, dann eine Brückenschaltung mit einer, und schließlich eine solche mit zwei Röhren.

Für die elektrische Kompensation des Anodenstrom-Galvanometers (Bild 1) ergibt sich unter Berücksichtigung eines kritischen Dämpfungswiderstandes für das Instrument die Empfindlichkeit der Verstärkerstufe zu:

$$\frac{di_G}{dE_g} = \frac{S}{1 + \frac{r_g}{R_{cd}}}$$

worin r_G den Galvanometerwiderstand, R_{cd} den kritischen Dämpfungswiderstand

$$R_{cd} = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_a} + \frac{1}{r_d}$$

und S die Steilheit der Röhre bedeutet.

Eine andere Kompensationsmethode beruht darauf, daß die Röhre in den Zweig einer Wheatstone-

Digitized by Google

schen Brücke gelegt wird (Bild 2), wodurch der Galvanometerstrom unabhängig von Schwankungen der Batteriespannung E_a wird. Analog ergibt sich für diese Brückenschaltung eine Empfindlichkeit von:

$$\frac{di_G}{dE_g} = \frac{S}{2\left(1+\frac{r_G}{R_{cd}}\right)},$$

welche im Vergleich zur einfachen Anodenstromkompensation nur halb so groß ist.

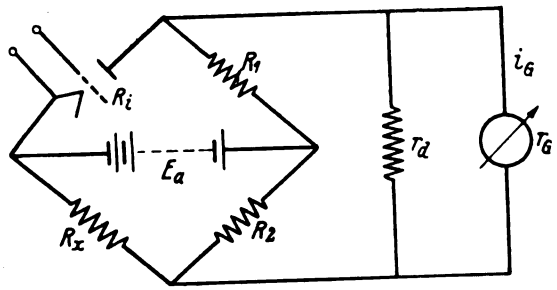


Bild 2.

Die Zweiröhren-Brückenschaltung entsteht, indem auch an Stelle des Widerstandes R_x in Bild 2 eine Röhre in die Brücke gelegt wird, deren Heizung parallel mit der Meßröhre erfolgt, und deren Gitterspannung konstant bleibt. Unterschiede in den beiden

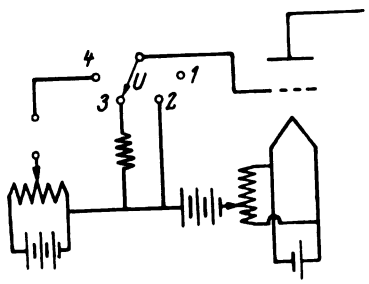


Bild 3.

Röhren können mittels der Widerstände R_1 und R_2 oder aber durch Variieren der Gittervorspannung der zweiten Röhre ausgeglichen werden. Die Empfindlichkeit ist gegenüber der Einrohr-Brückenschaltung nicht verändert. Der Vorteil der Verwendung zweier Röhren besteht einmal in der Kompensation von Schwankungen der Heizbatterie, zum anderen in einer Kompensation zeitlicher Aenderungen in der Meßröhre, z. B. durch Erwärmung oder Alterung verursachten Schwankungen der Emission, sofern die Erscheinungen allerdings in beiden Röhren parallel verlaufen.

Zur Regulierung der Galvanometerempfindlichkeit wird an Stelle des Parallelwiderstandes r_d ein veränderlicher Doppelwiderstand verwendet, wodurch die Dämpfung des Instruments unbeeinflußt bleibt.

Nachdem so die Verstärkeranordnungen selbst behandelt worden sind, geht der Verfasser auf die Eingangskreise näher ein. Soll die Anordnung ein Elektrometer ersetzen, so muß der Gitterstrom Null sein. Für große Eigenwiderstände stellt man daher zweckmäßig auf das freie Gitterpotential als Arbeitspunkt ein, was mit praktisch hinreichender Genauigkeit mittels der in Bild 3 gezeigten Umschalteranordnung geschieht. Dabei sind die verschiedenen Vorspannungen und Ableitungen so einzustellen, daß beim Umlegen des Schalters U das kompensierte Anodengalvanometer in keiner der vier Stellungen einen Ausschlag gibt.

Liegt der Eingangswiderstand unterhalb eines Megohms, so kann der negative Gitterwiderstand ausgenutzt werden, wobei allerdings die zu messende EMK einer Strombelastung der Größenordnung 10^{-8} Amp ausgesetzt wird. Auch hier erfolgt die richtige Einstellung des Arbeitspunktes mittels einer dem Bild 3 analogen Umschalteranordnung. Die Grenze der Empfindlichkeitserhöhung durch die fallende Gitterkennlinie ist praktisch durch die Instabilität der Ruhelage gezogen. Als Beispiel wird für eine Thermosäule von 500 Ohm Widerstand, ein Galvanometer von $3 \cdot 10^{-9}$ Amp/mm Skt Empfindlichkeit und eine normale VX 112 Röhre eine Spannungsempfindlichkeit von 6,6 mm/10^{-6} Volt angegeben.

Aehnliche Betrachtungen werden auch für Strommessungen in hochohmigen Eingangskreisen, z. B. Photoströme, durchgeführt, wobei sich ebenfalls der negative Gitterwiderstand zur Empfindlichkeitssteigerung ausnutzen läßt. Infolge der Krümmung der Gitterkennlinie ist die Eichkurve der Anordnung nicht linear, doch kann dieser Nachteil durch eine Nullmethode vermieden werden, indem der Galvanometerausschlag jeweils durch Nachregulierung der Gittervorspannung der Meßröhre wieder kompensiert wird. Für das obige Instrument und dieselbe Röhre ergibt sich eine Stromempfindlichkeit von $5 \cdot 10^{-14}$ Amp.

Einige technische Angaben über Abschirmung, Isolation und Aufbau der Meßanordnung, insbesondere was den Umschalter U und die Hochohmwiderstände betrifft, beschließen die Arbeit.

H. E. Hollmann.

E. B. Moullin. Die Entwicklung eines Präzisionsamperemeters für sehr hohe Frequenzen[1]). (The development of a precision ammeter for very high frequencies.) Journ. Inst. Electr. Eng. London, Bd. 58, S. 544—555, 1930.

Zwei Metallzylinder vom Durchmesser d verlaufen im Abstand $D = 2a$ parallel zueinander und ein Strom I fließt durch beide Zylinder, dann wirkt auf sie eine Kraft $F = \frac{2I^2}{\sqrt{D^2 - d^2}}$ pro Längeneinheit. Diese Kraft kann man auch durch eine Reihe ausdrücken

$$F = \frac{2I^2}{D}\left\{1 + \frac{1}{2}\frac{d^2}{D^2} + \frac{3}{8}\frac{d^4}{D^4} - \frac{1}{\sqrt{2z}}\frac{d^2}{D^2}\left(1 + \frac{d^2}{D^2}\right) + \cdot\right\}$$

wo $z = \pi\omega \cdot d^2/\varrho$ und ϱ die Leitfähigkeit ist, um den Frequenzeinfluß festzustellen. Man kommt im Gegensatz zu thermischen Instrumenten zu einem Grenzwert für die Korrektion. Damit diese Kraft durch äußere Magnetfelder nicht gestört wird, werden beide Zylinder in einen dritten, sie völlig einschließenden Zylinder vom Radius r eingebaut. Dieses Schutzrohr wirkt wie eine kurzgeschlossene Sekundärwicklung eines Transformators. Die Wirbelströme in dem Schutzrohr verkleinern die Kraft zwischen beiden Zylindern auf

$$F = \frac{2I^2}{D}\left(1 - \frac{4r^2a^2}{r^4 - a^2}\right),$$

[1]) vergl. das Ref. in der Ztschr. **32**, 183, 1928.

Digitized by Google

für $\frac{r}{a} = \frac{2r}{d} = 8$ würde sich die Kraft um etwa 6 % ändern. Bei Berücksichtigung des Einflusses der Länge l kommt man, wenn λ die Wellenlänge im freien Raum und ε die Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeit im Schutzzylinder ist, zu der Beziehung:

$$F = \frac{I^2 l}{\sqrt{D^2 - d^2}} \left(1 + \frac{4}{3}\frac{\pi^2 \varepsilon l^2}{\lambda} + \frac{32}{15}\frac{\pi^4 \varepsilon^2 l^4}{\lambda^4}\right),$$

d. h. für $\varepsilon = 2$ und $l/\lambda = 0{,}04$ ist die Kraft 4,5 % größer als bei Gleichstrom. In den ausgeführten Exemplaren würde man bei $l = 20$ cm und bei $\lambda = 5$ m eine 2,2 % zu große Kraft finden. Die genauen Formeln für die Korrekturen sind vom Verfasser in Proc. Roy. Soc. A Bd. 121, S. 41, 1928, abgeleitet worden. Ausgeführt sind 2 Instrumente für 2 und 25 Ampere. Der Schutzzylinder war bei beiden aus Kupfer 80 mm Durchmesser, 3 mm Wandstärke und 190 mm Länge. Ein Zylinder war fest in einen Hartgummirahmen eingelassen, der zweite war auf Kadmium-Kupfer-Federn beweglich. Die Kraft war von der Größenordnung $2\,I^2 \cdot 10^{-4}$ Grammgewicht. Die Bewegung wurde mit einem dünnen Quarzrohr, das senkrecht auf dem Zylinder saß, angezeigt und mit einem Mikroskop abgelesen, sie beträgt insgesamt 0,2 mm. Der bewegliche Zylinder war bei der 2 Amp.-Type aus Aluminium, 10 cm lang, 1,1 mm im Durchmesser bei 0,025 mm Wandstärke, bei der 25 Amp.-Type aus Messing, 10 cm lang, 3,19 mm Durchmesser bei 0,4 mm Wandstärke. Widerstand, Induktivität und Kapazität des Amperemeters werden bestimmt. Bei dem 25-Ampere-Instrument waren diese 14 Milliohm, 0,2 μHy und 3 $\mu\mu F$. Das Ergebnis ist:

λ m	f in 10^6 Hz	Reduktionsfaktor f. d. Strom in %
50	6	0,1
20	15	1,0
10	30	4,1
5	60	16,7

Erst unterhalb 10 m Wellenlänge wächst der Fehler stark an. Durch Verkürzung der Stromleiterlänge wird man den Fehler noch wesentlich verkleinern können.

E. Lübcke.

C. L. Fortescue u. L. A. Moxon. Ein Amperemeter für sehr hohe Frequenzen. (An ammeter for very high frequencies.) Journ. Inst. Electr. Eng. London. **68**, 556—559, 1930.

Das Prinzip dieses neuen Hitzdraht-Instrumentes, das bis zu Frequenzen von 10^8 Hz noch genau anzeigen soll, besteht aus der Anordnung eines Hitzdrahtes koachsial in einem Schutzrohr, das als Stromrückleitung dient. Hochfrequenzwiderstand von Draht und Rohr sowie die Stromverteilung und Kapazität der Endstücke sind leicht zu berechnen. Die Verlängerung des Hitzdrahtes wird wie bei einem normalen Hitzdrahtgerät auf einen Zeiger übertragen. Bei dem ausgeführten Amperemeter waren 6 derartige Systeme mit Draht und Rohr parallel geschaltet. Die Drähte wurden mit Blattfedern gespannt gehalten und die Verlängerung eines Drahtes angezeigt. Das Amperemeter wurde mit Gleichstrom geeicht und die Korrekturen wurden für 10^7, $5 \cdot 10^7$ und 10^8 Hz berechnet. Der Endausschlag wurde bei Gleichstrom bei 5,8 A, bei 10^8 Hz bereits bei 4,5 Amp erreicht. Die einzelnen Werte sind: Zahl der Heizdrähte 6, Länge jedes Drahtes 9,5 cm, Innendurchmesser des Schutzrohres 0,80 cm, Drahtdurchmesser 0,0140 cm, Gleichstromwiderstand pro cm 0,1562 Ohm, Kapazität der Endstücke 14,6 $\mu\mu F$, Kapazität pro cm Draht 0,1373 $\mu\mu F$, Induktivität pro cm $8{,}093 \cdot 10^{-9}$ Hz.

Frequenz	10^6	10^7	$5 \cdot 10^7$	10^8
Impedanz in Ohm	0,261	0,840	4,11	8,84
Stromverhältnis I/I Gleichstr.	1,000	0,992	0,874	0,706

Unterhalb 10^7 Hz sind die Abweichungen vom Gleichstromwert kleiner als 1 %, bei höheren Frequenzen wachsen sie stark an.

E. Lübcke.

G. W. Sutton. Einige Bemerkungen über den elektrischen Tonabnehmer (Some notes on the design of a gramophone pick-up). Journ. Inst. Electr. Eng. London, **68**, 566—577, 1930.

Die Betrachtungen beziehen sich nur auf handelsübliche elektrische Tonabnehmer, welche an einem normalen Rundfunkempfänger angeschlosen werden können. Diese müssen etwa 0,15 Volt/mm/Hz liefern, wobei die doppelte Amplitude in mm angegeben ist.

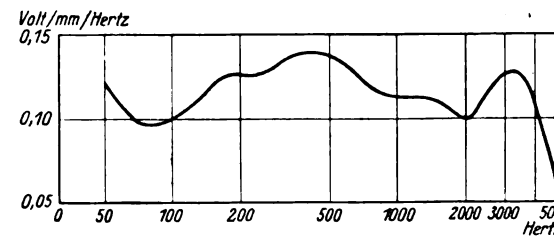


Bild 1.

Die Amplitude eines Tonabnehmers wurde mit Lichtzeiger bei konstanter Erregerstromamplitude gemessen. Die Resonanz lag bei 715 Hz. Hielt man die Nadel fest und belastete sie mit 150 g, dann traten zwei Resonanzen auf, eine bei etwa 40 Hz und die zweite bei 1450 bzw. 2150 Hz. Diese Resonanzen waren auch bei gewöhnlicher Plattenabnahme gefunden. Benutzte man ein Gegengewicht zum Tonabnehmer, machte sich noch eine Resonanz bei 250 bis 300 Hz bemerkbar. Sie war durch eine Isolierung des Gegengewichtes mittels Filz zu beseitigen. In den Windungen, welche dem bewegten Anker am nächsten liegen, wird die größte EMK induziert. Zu ausgedehnte Wicklungen sind also zwecklos. Man muß die Resonanz auf etwa 4000—5000 Hz erhöhen und durch Zuschalten eines zweiten stark gedämpften Systems oder sonst künstlich dämpfen. Hierzu sind normale Schalldosen mit Trichtern verbunden benutzt, wobei die Bewegung des Schalldosenhebels auf einen Elektromagneten einwirkte. Bei der entwickelten günstigsten Form ist der bewegliche Anker hohl ausgebildet und in einer Glimmermembran gelagert. Das Trägheitsmoment des Ankers war dann nur noch 0,5 g cm². Der Luftspalt war 0,3 mm, die größte Amplitude 0,05 mm. Eine Oelfüllung des Tonabnehmers gab genügende Dämpfung. Das Gewicht selbst liegt zwischen 300 und 400 g am günstigsten, der Nadeldruck sollte etwa um 100 g sein. Die dann erhaltene Spannung an den Sekundärklemmen eines

Digitized by Google

Transformators 1:6 zeigt Bild 1. Zum Schluß wird noch darauf hingewiesen, daß die Lautstärkenregulierung durch einen Spannungsteiler die hohen Frequenzen relativ stärker herabsetzt. Ein Transformator mit Anzapfungen auf der Sekundärseite ist günstiger. Man kann dann den Tonabnehmer mit wenigen Hundert Windungen dickeren Drahtes versehen und vermeidet so Pfeifneigung des Verstärkers bei längeren Zuleitungen. E. Lübcke.

E. Mallett und C. G. Williams. Zur Messung mechanischer Impedanzen (A method of measuring mechanical impedance). Journ. Inst. Electr. Eng. London. **68**, 560—565, 1930.

Auf die eine Zinke einer elektrisch erregten Stimmgabel ist ein Bruchstück einer Schallplatte aufgekittet. Auf dies wird ein gewöhnlicher elektrischer Tonabnehmer aufgesetzt, deren Maße und mechanischer Widerstand bestimmt werden sollten. Sind beide Zinken ausbalanziert, dann ist der Stützpunkt der Stimmgabel in Ruhe, trägt eine ein Zusatzgewicht, dann schwingt er. Diese Schwingungen wurden mikroskopisch beobachtet. Zunächst wurde die Stimmgabel geeicht. Die Eigenfrequenz f_0 einer Zinke der Masse m und Elastizität s ist bei einem Zusatzgewicht m': $f^2_0 = 4\pi^2 \frac{m}{s} + 4\pi^2 \frac{m'}{s}$. Der Eigenfrequenz f_0 entspricht im elektrischen Schwingkreis der Erregung die Kapazität C_0, wobei $f_0 \cdot C_0 = K$ eine Konstante ist. Man erhält dann die Beziehung $C_0 = 4\pi^2 K \frac{m}{s} + 4\pi^2 K \frac{m'}{s}$. Trägt man die Werte von C_0 in Abhängigkeit von der Zusatzmasse m' auf, erhält man eine Gerade, deren Neigung $4\pi^2 K/s$ ist und die auf der Ordinatenachse $4\pi^2 K \frac{m}{S}$ abschneidet. Man fand in dem speziellen Falle $m = 81{,}3$ g, $s = 45{,}5 \cdot 10^6$ dyn/cm. Der Dämpfungsfaktor $a = 0{,}096$ ergibt den mechanischen Widerstand von $r = 2\,m\,a = 15{,}6$ dyn/cm/sec. Bei aufgesetztem elektrischen Tonabnehmer wurde bei 117 Hz das Gewicht des Tonabnehmers + 16 g ausbalanziert durch 4,3 g auf der anderen Zinke. Der Abnehmer hat also eine scheinbare negative Masse von 11,7 g, entsprechend einer Elastizität von $s_0 = \omega_0^2 m_0 = 6{,}36 \cdot 10^6$ dyn/cm. Es wird $a = \frac{r + 1/2\,r'}{2(m+m')} = 14{,}3$ und $r' = 4870$ dyn/cm/sec.

Eine zweite Methode zur Bestimmung der Impedanz r' schließt an die Gleichung:

$$u_0 = \frac{A \cdot i_m}{r_1}$$

an, wo $u_0 = \omega_0 x_0$ die max. Geschwindigkeit im Resonanzfalle ist, x_0 die zugehörige Amplitude, i_m Strommaximum der Stimmgabelerregung in abs. Einheiten, A der Kraftfaktor der Zinke in dyn/$i_{\text{abs. Einheit}}$ und r_1 der gesamte mechanische Widerstand einer Zinke. Für $\omega_0 = 2\pi \cdot 117$ Hz, $x_0 = 0{,}0108$ cm, $r = 15{,}6$ dyn/cm/sec und $i = 0{,}176$ mA_{eff} ergibt sich $A = 5{,}06 \cdot 10^6$ dyn/$i_{\text{abs. Einheit}}$. Bei einem konstanten Strom von 26 mA war die max. Amplitude $x_0 = 0{,}0102$ cm bei $f = 117$ Hz. Es wird jetzt

$$\frac{A \cdot i_m}{\omega_0 x_0} = \frac{1}{2} r' + r = \frac{5{,}06 \cdot 10^6 \cdot 26 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt{2}}{2\pi \cdot 117 \cdot 0{,}0102} = 2470 \text{ dyn/cm/sec}$$

also $r' = 4910$ dyn/cm/sec. Die Uebereinstimmung mit der graphischen Methode ist gut.

E. Lübcke.

E. F. Lowry. Der Einfluß des Kernmetalls bei Oxydkathoden (The role of the core metal in oxyde coated filaments). Phys. Rev., **35**, 1367—1378, 1930.

Nach den neuesten Anschauungen über den Emissionsmechanismus von Oxydkathoden erfolgt die Elektronenabgabe von Schichten metallischen Bariums an der Oberfläche der Oxydschicht[1]). Es hat sich auch

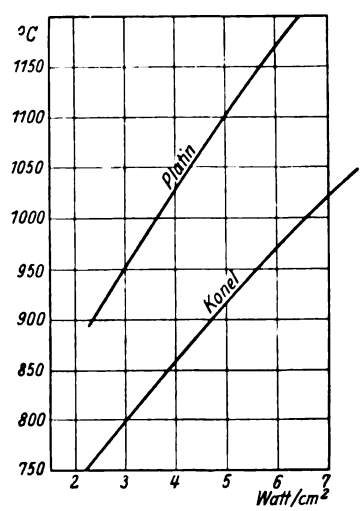


Bild 1.

herausgestellt, daß die Elektronenabgabe bei einem Pt- und Ni-Draht gleich gut ist. Um einen mechanisch festeren Kerndraht zu verwenden, hat Verfasser Versuche mit Konel-Draht durchgeführt. Das Konel ist eine Legierung von Ni, Fe, Co und Ti. Der Oxydbelag wurde in Form einer Wasserpaste aus 50% $BaCO_3$ und 50 % $SrCO_3$ in einer CO_2-Atmosphäre aufgebracht. Das Bild 1 zeigt die für Platin- und Konel-Kathoden gleicher Größe mit einem Pyrometer bestimmte Temperatur in Abhängigkeit von der Wattaufnahme der Kathode pro cm² Oberfläche. Von Interesse sind eigentlich nur die Temperaturen des blanken Metalls und zwar die wahren Temperaturen. Der Korrekturfaktor ist zu 0,83 für Konel bestimmt, während er nach Foote und Fairchild für Platin etwa 0,3 ist. Konel wird stärker oxydiert und strahlt besser als Platin. Bild 2 zeigt den Verlauf des Sättigungsstromes für Konel- und Platin-Fäden von 17 cm Länge, gemittelt aus einer größeren Zahl von Messungen, das Bild 3 den Verlauf des Anodenstromes bei verschiedenen Anodenspannungen in Abhängigkeit von der Kathoden-Temperatur. Der Aufbau der Versuchsröhren entspricht der Röhre UX-281

[1]) W. Espe, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, 5, 29, 1927.

Digitized by Google

Radiotron. Diese Röhre soll bei etwa 4 Watt/cm² Heizleistung bei $V_A = 100$ Volt eine Emission von 170 mA besitzen. Aus Bild 3 entnimmt man, daß diese Emission beim Platinkern für etwa 1050° C, während sie beim Konelkern bereits für etwa 860° C erreicht ist. Es hat den Anschein, als ob das Kernmaterial nicht ohne Einfluß auf die Emission ist.

Der Verfasser entwickelt dann seine Ansichten über den Emissionsmechanismus. Bei diesen nach den Streichverfahren mit Karbonaten gebildeten

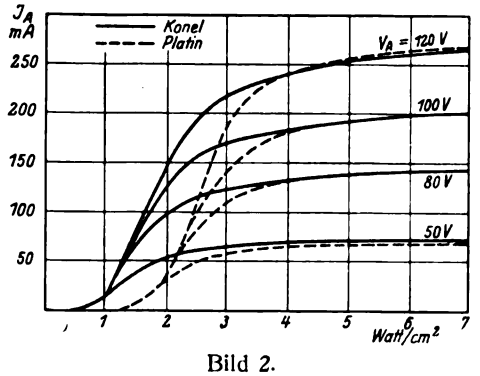


Bild 2.

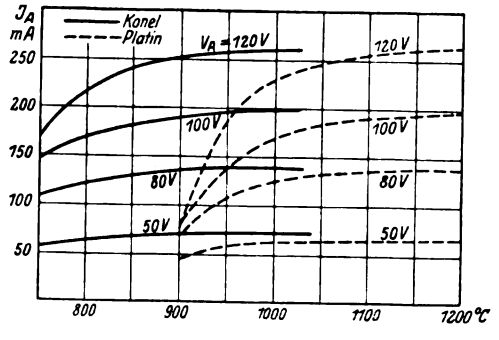


Bild 3.

Oxydkathoden wird das Barium wahrscheinlich durch thermischen Zerfall der Karbonate im Vakuum oder infolge der reduzierenden Wirkung des Kernmetalls gebildet. Eine Kathode, die beim ersten Glühen nur schwache Emission zeigte, gab nach Belastung mit 8,5 W/cm² für einige Minuten und mit 5—6 W/cm² bis zur völligen Entgasung, ohne Anlegen einer Anodenspannung sofort ihren normalen Emissionswert von 186 mA. Aehnliche Resultate sollen auch beim Platinkern auftreten. Eine Elektrolyse der Oxydschicht erscheint bei den genannten Kernmetallen und Pasten nicht nötig für die sog. Formierung der Kathode. Später kann sie Barium nachliefern. Der Oxydüberzug soll sehr porös und voller Löcher und Sprünge sein; durch diese Poren können die Elektronen diffundieren, die von der metallischen Bariumschicht emittiert werden, welche auf der Oberfläche des Kernmetalls aufsitzt oder mit ihm legiert ist. Die Oxydschicht bildet für die Elektronen einen Widerstand, der sogar einen Pseudo-Raumladungseffekt in der Oxydschicht annehmen läßt. Die Emission wird durch Verschließen der Poren im Laufe der Brenndauer durch Sinterung herabgesetzt. Die Annahmen des Verfassers gelten unter der Voraussetzung eines sehr hohen elektrischen Widerstandes der Oxydschicht. Nach dem vorliegenden Material erscheint aber eine Formierung der Oxydkathode ohne äußere Felder bei hohen Temperaturen (zirka 1100° C) allein durch chemische Kräfte des Kerndrahtes möglich. Der Verfasser gibt leider keine Werte der Richardsonkonstanten an, welche für die Entscheidung, ob nur metallisches Barium für die Emission verantwortlich ist, maßgebend sein würden.

E. Lübcke.

Elektrostriktion, Piezo-Elektrizität und Pyro-Elektrizität.

In den Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 1247—1262, 1930 gibt W. G. Cady eine Zusammenstellung von ungefähr allem, was an physikalischen Daten über diese Erscheinungen bekannt ist. Den Schluß des Artikels bildet ein Literaturverzeichnis über das ganze Gebiet. J. Zenneck.

R. W. Wood. Plasmoide Hochfrequenzentladungen in nichtleitendem Vakuum. (Plasmoidal high-frequency oscillatory discharges in „non-conducting" vacua.) Phys. Rev. **35**, 673—693, 1930.

An zylindrische Röhren mit sehr hohem Vakuum werden Außen-Elektroden angelegt und diesen eine Wechselspannung sehr hoher Frequenz ($\lambda = 1{,}7$ — 30 m) zugeführt. Man beobachtet dann selbst bei verhältnismäßig niedrigen Spannungen leuchtende Entladung und innerhalb dieser merkwürdige kugel-, linsen- oder birnförmige Gebilde von sehr starker Helligkeit. Der Verfasser hat diese Erscheinungen sehr sorgfältig untersucht. Was in diesem Zusammenhang interessiert, ist, daß er in diesen Gebilden, die er Plasmoids nennt, Beispiele für die Plasmaschwingungen sieht, wie sie von Tonks und Langmuir bearbeitet und in dieser Zeitschrift **35**, 33, 1930 referiert wurden. J. Zenneck.

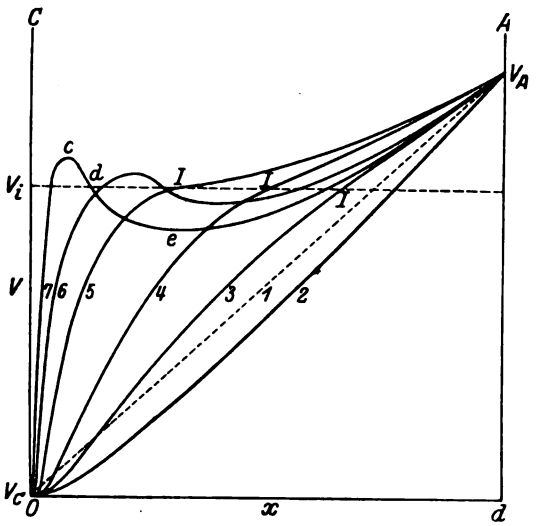
G. W. Fox. Schwingungen der Glimmentladung in Neon. (Oszillations in the glow discharge in neon.) Phys. Rev. **35**, 1066—1072, 1930.

Die mit Gleichspannung von 600 Volt betriebene Entladungsröhre besteht aus einem Quarzrohr von 22 cm Länge und 2 cm Durchmesser, das sich nach beiden Enden hin in je eine Kugel aus Pyrexglas fortsetzt. Die zylindrische Nickelkathode mit einem Belag von Bariumoxyd war durch eine Wolframspirale indirekt geheizt. Der Röhrenstrom wirkte induktiv auf einen Röhren-Frequenzmesser, der das Wellenlängengebiet zwischen 100 und 24000 m umfaßte.

Es zeigte sich, daß in der Röhre, wenn sie mit starkem Strom (2—8 Amp.) und vollkommen gleichmäßiger positiver Säule brannte, Schwingungen entstanden, deren Grundfrequenzen zwischen $1{,}5 \times 10^4$ und 2×10^5/sec lagen und die eine große Anzahl von Harmonischen (bis zur elften gemessen) enthielten. Die Frequenz fiel mit Erhöhung des Gasdrucks und stieg mit Erhöhung des Stromes stark an. Besonders wichtig ist, daß sie von den Bedingungen des Stromkreises, insbesondere von der Größe oder Induktivität des Vorschaltwiderstandes unabhängig, d. h. also daß sie allein durch die Vorgänge in der Röhre bestimmt war.

Digitized by Google

Der Verfasser ist der Ansicht, daß es sich um Ionenschwingungen zwischen dem negativen Glimmlicht und dem negativen Ende der positiven Säule handelt. Nach den Untersuchungen von Compton, Turner und McCurdy (Phys. Rev. **24**, 597, 1924) bekommt man zwischen plattenförmigen Elektroden, von denen die eine negative Elektronen emittiert, Spannungsverteilungen, wie sie in den Kurven des nebenstehenden Bildes, das der eben zitierten Arbeit entnommen ist, dargestellt sind. Kurve 1 gibt die elektrostatische Spannungsverteilung, solange keine merkliche Raumladung vorhanden ist, Kurve *2* diejenige, die durch die Raumladung der vorhandenen Elektronen beeinflußt ist, und die Kurven 3—7 entsprechen



immer weiter zunehmender Ionisierung im Gas. Liegt eine Spannungsverteilung wie diejenige von Kurve 7 vor, so bewegen sich die positiven Ionen vom negativen Ende der positiven Säule in der Richtung auf das negative Glimmlicht, kommen aber in das ihnen entgegenwirkende Feld zwischen *e* und *c*, kehren infolge davon um usw. Die Folge sind Schwingungen der positiven Ionen um das Spannungsminimum herum, das sich in der Gegend von *e* befindet.

J. Zenneck.

T. E. Terman und **A. L. Cook.** Die Veränderlichkeit des Verstärkungsfaktors von Röhren. (Note on variations in the amplification factor of triodes.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 1044—1046, 1930.

Daß der Verstärkungsfaktor (reziproker Wert des Durchgriffs) von Röhren keine Konstante ist, sondern von den Betriebsbedingungen (z. B. Gitter- und Anodenspannung) abhängt, ist bekannt. Weniger bekannt ist aber, bis zu welchem Betrag dieser Faktor bei irgendeiner Röhre tatsächlich variiert. Die Verfasser haben den Verstärkungsfaktor von Röhren gemessen mit einer Anordnung (Bild 1), bei der der bekannten Schaltung, die in Amerika „Miller Bridge" genannt wird, eine induktive Kopplung *M* hinzugefügt wurde. Der Gedanke bei dieser Schaltung ist der, daß man auf den Gitter- und auf den Anodenkreis zwei gleichphasige Wechselspannungen, in vorliegendem Fall 100 Perioden/sec wirken läßt, derart, daß sie sich in ihrer Wirkung gerade aufheben und infolge davon der Ton in einem Telephon (*T*), das sich im Anodenkreis befindet, eine minimale Intensität bekommt. Man erreicht dies dadurch, daß man die beiden Wechselspannungen zwei induktionsfreien Widerständen (*R* u. 10 Ω in Bild 1), die sich in demselben Wechselstromkreis befinden, entnimmt.

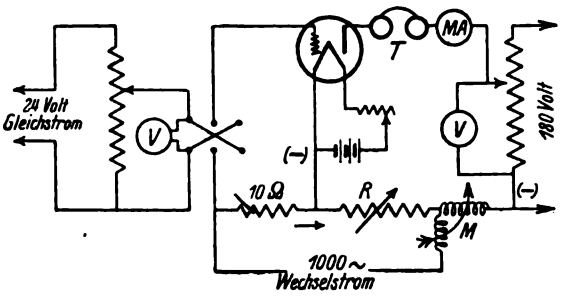


Bild 1.

Das Minimum, das man im Telephon erhält und damit die Einstellung des Widerstandes *R*, ist aber meist ziemlich unscharf, weil die Kapazität Gitter-Anode in der Röhre eine Phasenverschiebung zur Folge hat. Zur Kompensation dieser Phasenverschiebung und damit zur Herstellung eines scharfen Minimums dient die induktive Kopplung *M*. Sie liefert in den Anodenkreis eine EMK, die gegen die Spannung am Widerstand *R* um 90° in der Phase verschoben ist.

Bild 2 zeigt das Ergebnis der Messungen an einer Röhre (*C* 327?). Danach ändert sich der Verstärkungsfaktor μ bei den verschiedenen Gitter- und Anodenspannungen zwischen 10,4 und 8,5, d. h. also um ca. 20%.

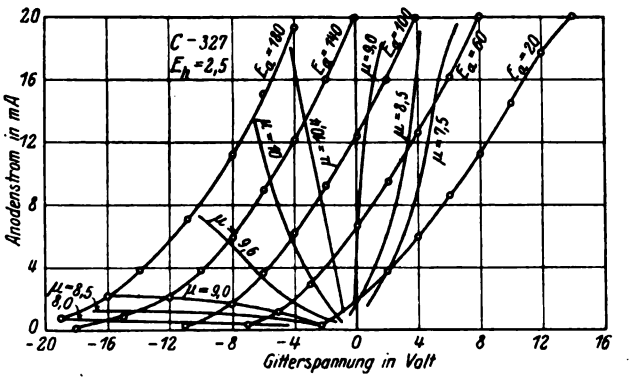


Bild 2.

Die Gründe für diese Aenderung sehen die Verfasser darin, daß infolge von Unsymmetrien in der Röhre die einzelnen Teile verschiedene Verstärkungsfaktoren haben, so daß also das Ganze wirkt wie parallel geschaltete Röhren mit verschiedenen μ. Infolge des Spannungsabfalls auf dem Heizfaden haben außerdem die verschiedenen Teile desselben nicht nur verschiedene Werte von μ, sondern auch noch verschiedene Werte der Gitterspannung. J. Zenneck.

W. J. Brown. Ultra-kurze Wellen für begrenzte Entfernung. (Ultra-short waves for limited range communication.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 1129—1143, 1930.

Der Verfasser berichtet über Versuche mit *2* m-Wellen auf Entfernungen zwischen 7 und 35 km. Als Sender dienten zwei verschiedene Anordnungen. Die erste ist diejenige von Bild 1. Das schwingungsfähige

Digitized by Google

System besteht aus den geraden Leitungen zusammen mit der inneren Kapazität der Röhren. Die Wellenlänge ist hauptsächlich bestimmt durch die Länge dieser geraden Leitung. Da die Zuleitungen mit der Mitte der Drähte, also mit einem Spannungsknoten verbunden sind, so gehen keine Hochfrequenzschwingungen darauf über, und da die Länge der Drähte einen beträchtlichen Teil der Wellenlänge ausmacht, so besitzen sie eine erhebliche Strahlung, wirken also gleichzeitig auch als Antennen. In einer Abänderung der Anordnung von Bild 1 sind beide Hälften je in ein Kupferrohr von 10 cm Durchmesser und ½ m Länge eingeschoben; die beiden Kupferröhren, zwischen denen in der Mitte ein Zwischenraum von 1—2 mm besteht, dienen als Antennen.

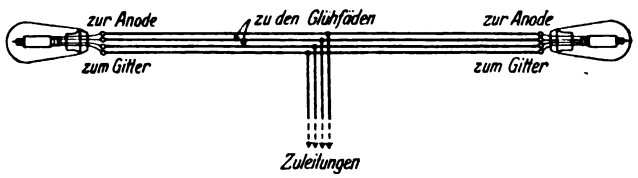


Bild 1.

Die zweite Form des Senders ist wohl aus Bild 2 unmittelbar verständlich. In dieser Zeichnung sind die vier Drähte, die genau wie in Bild 1 tatsächlich vorhanden sind, der Einfachheit halber durch einen einzigen Draht dargestellt. Die Längen in cm sind $OA + OB = 50$ cm, $UX + YV = 100$ cm, $OX + OY = 5$ cm, Abstand (XY) der Wellendrähte 1,25 cm, Röhre: Marconi LS 5, effektive Anodenspannung (500 Per./sec) 500 Volt, mittlerer Anodenstrom 50 mA, Antennenstrom 0,3 Amp.

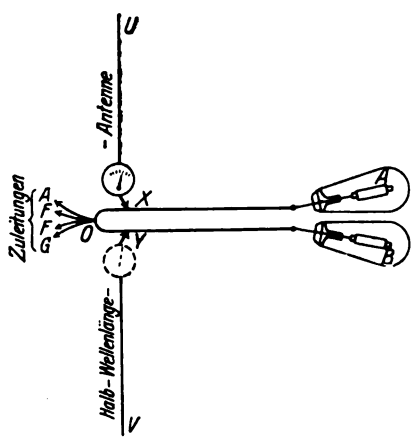


Bild 2.

Die Anordnung des Empfängers zeigt Bild 3. Die Abstimmung erfolgt dadurch, daß durch ein Gewinde das mit Quecksilber gefüllte U-Rohr gehoben oder gesenkt wird. Der Empfänger arbeitet nach der Superregenerativ-Methode, wobei als Modulationsfrequenz 300 000/sec gewählt ist. Man bekommt auf diese Weise hohe Empfindlichkeit und genügend flache Abstimmungen. Ein Zwischenfrequenzempfänger kommt nicht in Frage, da es nicht gelingt, der Senderfrequenz einen so extrem hohen Grad von Konstanz zu geben, wie es in diesem Fall nötig sein würde.

Bei den Versuchen mit diesen Sendern und diesem Empfänger zeigte es sich, daß die Höhe der Verbindungslinie zwischen Sender und Empfänger über dem dazwischen liegenden Lande eine erhebliche Rolle spielte. Die Verständigung war um so besser, je höher diese Verbindungslinie über dem Zwischengelände lag, ohne daß es aber nötig wäre, daß Sender und Empfänger sich „sehen".

Eine bedeutende Verstärkung der Zeichen und gleichzeitig sehr ausgesprochene Richtwirkung erhält man durch einen Parabolspiegel, der aus 50 Aluminiumdrähten von 1 m Länge bestand, eine Brennweite von 50 cm und eine Öffnung von 5 m ($2\frac{1}{2}\ \lambda$) besaß. In dieser leichten Richtbarkeit der kurzen Wellen und besonders in der Tatsache, daß ihre Reichweite keinesfalls über z. B. 35—40 km hinausgeht, erblickt der Verfasser den Hauptvorteil dieser kurzen Wellen. Verwendet man längere Wellen, z. B. 7—10 m, so ist die Reichweite ebenfalls in der Regel gering; aber es kommt gelegentlich doch vor, daß die Wellen auf große Entfernung empfangen werden können.

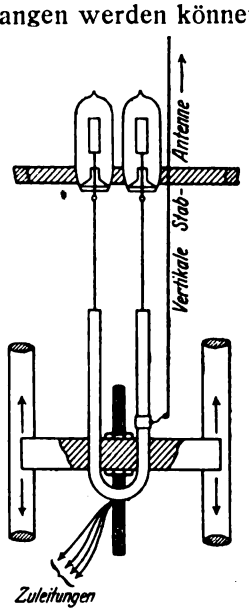


Bild 3.

Der Verfasser bespricht dann noch folgende Möglichkeit: Wenn man den Sender statt mit einem Wechselstrom von 500 Per./sec, z. B. mit einem Hochfrequenzstrom von 300 000/sec speist und wenn man gleichzeitig als Modulationsfrequenz im Superregenerativ-Empfänger 301 000/sec wählt, so erhält man im Empfänger einen Schwebungston von 1000/sec. Damit also der Empfänger anspricht, muß nicht nur seine Ultrafrequenz ($\lambda = 2$ m) diejenige des Senders sein, es muß vielmehr auch seine Modulationsfrequenz eine solche Höhe haben, daß sie mit der Speisefrequenz des Senders hörbare Schwebungen gibt. Man könnte also mit derselben Wellenlänge eine ganze Anzahl von Verbindungen betreiben, wenn man die Speisefrequenz des Senders und entsprechend die Modulationsfrequenz in dem dafür bestimmten Empfänger verschieden wählt.

J. Zenneck.

J. C. Schelleng. (Bell Tel. Lab., New York.) Probleme in der Kurzwellentelephonie. (Some problems in short-wave telephone transmission.) Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 913—938, 1930.

Der Verfasser berichtet über Erfahrungen mit der transatlantischen Kurzwellentelephonie zwischen Deal (New-Jersey) und New Southgate (England), die von dem Bell System und der British General Post Office

Digitized by Google

eingerichtet wurde, seit Mai 1927 in Betrieb ist und drei voneinander unabhängige Gegensprechmöglichkeiten bietet.

1. Allgemeines.

Die Feldstärke, die im allgemeinen für einen befriedigenden Betrieb nötig ist, ist ganz ungefähr 10 $\mu V/m$. Das schließt nicht aus, daß an Tagen mit besonders geringen Störungen schon 1 $\mu V/m$ genügt und ebensowenig, daß an Tagen mit besonders starken Störungen und Schwunderscheinungen 100 $\mu V/m$ noch nicht ausreichen.

Die Verständigung wird unbefriedigend, wenn entweder die relative Stärke der Zeichen — Verhältnis der Zeichenstärke zu der Intensität der Störungen — gering oder die Schwunderscheinungen sehr stark sind; häufig treten beide Faktoren gleichzeitig auf. Am schlimmsten sind die Tage mit starker Sonnentätigkeit (mit starken magnetischen Stürmen).

2. Die Wahl der Wellenlänge.

Das eine Extrem sind Winternächte, die verhältnismäßig niedere Frequenzen, zwischen 6 und $7 \cdot 10^6$/sec, ($\lambda = 50$—43 m) erfordern; das andere Sommertage, an

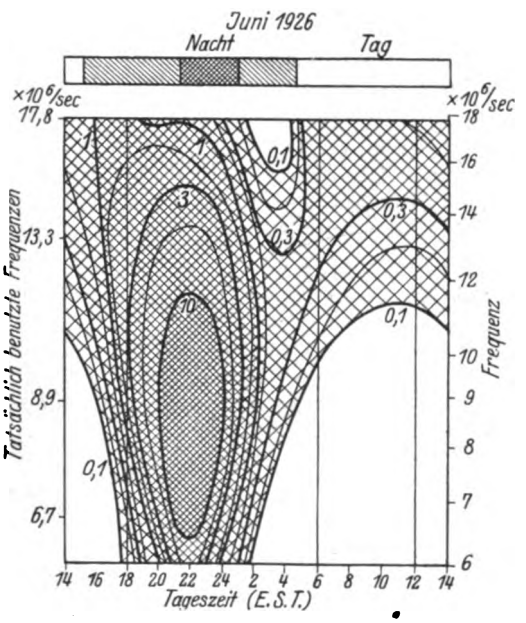


Bild 1.

denen der Verkehr mit Frequenzen zwischen 17 und $19 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 17{,}6$—$15{,}8$ m) geführt wird. An Wintertagen erhält man unter Umständen bessere Ergebnisse mit etwas niedrigeren Frequenzen. Die einzelnen Jahre scheinen in dieser Beziehung etwas verschieden zu sein. Im Winter 1926—27 war eine Frequenz von $13 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 23$ m) während eines längeren Zeitraums brauchbar als in den beiden späteren Wintern. Die unbequemste Zeit sind die Winternachmittage, wenn die Sonne in England schon untergegangen ist, während in Amerika noch Tag herrscht. In diesem Fall geht die beste Frequenz allmählich von $18 \cdot 10^6$ auf $9 \cdot 10^6$/sec herab.

Jede der drei Verbindungen kann mit drei Frequenzgebieten betrieben werden, nämlich 19, 14 und $9 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 16$, 21 und 31 m). Eine derselben ist auch noch mit der Frequenz $6{,}7 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 45$ m) versehen für die Winternächte. Während der langen Sommertage ist ein Frequenzwechsel kaum nötig. Die Frequenz $18 \cdot 10^6$/sec ist meist bis tief in die Nacht brauchbar, manchmal bis nach Mitternacht, versagt aber immer in den Stunden vor dem Sonnenaufgang in Amerika. Allgemein kann gesagt werden, daß ganz im Gegensatz zur Langwellentelegraphie die Kurzwellentelephonie am besten während des Sommers arbeitet.

3. Feldstärken.

In den beiden Bildern 1 und 2 sind die Feldstärken in Abhängigkeit von der Frequenz und von der Tageszeit in Form von Niveau-Linien dargestellt, und zwar

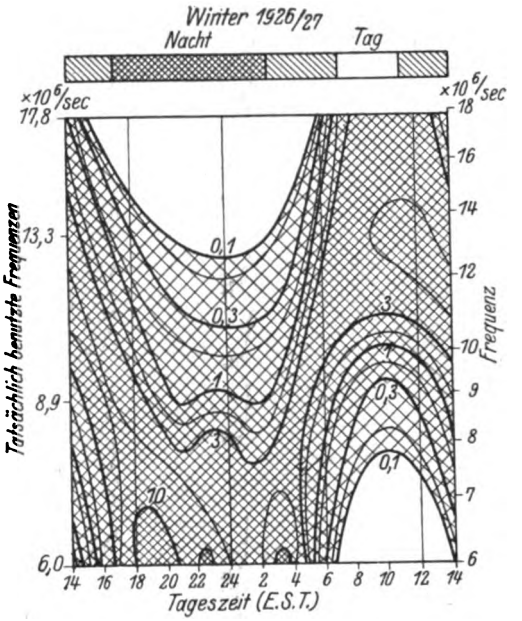


Bild 2.

in Bild 1 für Juni 1926 und in Bild 2 für den Winter 1926/27. Die den Niveaulinien beigeschriebenen Zahlen bedeuten $\mu V/m$. Vorausgesetzt dabei ist, daß die ausgestrahlte Leistung 1 kW beträgt. Man sieht an Bild 1 sehr schön die Bedeutung von verhältnismäßig niederen Frequenzen während der Sommernächte und deren vollkommenes Versagen während der Sommertage. Bild 2 illustriert die Verschiebung des ganzen Bildes im Winter zu geringeren Frequenzen.

4. Verständlichkeit.

Trägt man als Ordinaten die Verständlichkeit, d. h. den Prozentsatz von unzusammenhängenden Worten, die man verstehen konnte, auf und als Abszissen die Feldstärke, die für die betreffende Verständlichkeit nötig war, so erhält man eine Kurve ungefähr von der Form derjenigen in Bild 3. Diese Kurve zeigt zweierlei:

a) wie sehr die Verständlichkeit gerade im Gebiet geringer Feldstärken mit einer Erhöhung der Feldstärke wächst, wie wichtig es also in diesem Gebiet ist, die Feldstärke z. B. durch Antennen mit wenn auch nur geringer Richtwirkung zu verstärken.

b) ein wie großer Unterschied besteht zwischen einer gelegentlichen Verständigung und einer solchen, die kommerziellen Ansprüchen genügt. Für eine 40prozentige Verständlichkeit genügt schon eine Feldstärke wenig über 1$\mu V/$, für eine Verständlichkeit von 95% ist eine um ungefähr 50mal höhere nötig.

Digitized by Google

5. Vergleich zwischen Lang- und Kurzwellenbetrieb.

Bild 4 gibt in Kurve *A* für Tag und in Kurve *B* für Nacht die Feldstärken, die man nach den bisherigen Erfahrungen im transatlantischen Verkehr bei

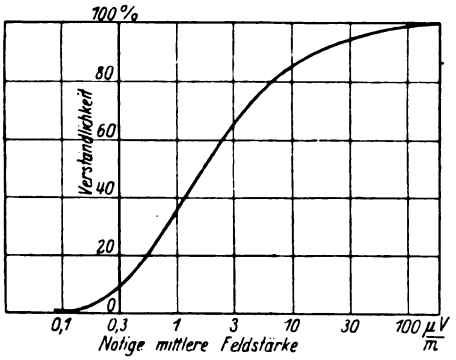


Bild 3.

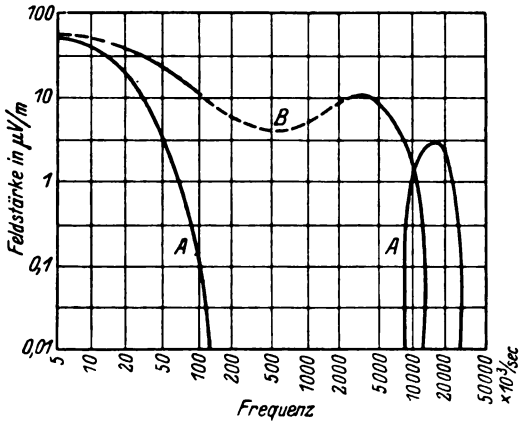


Bild 4,

verschiedenen Frequenzen für 1 kW ausgestrahlte Leistung erhält. In dem gestrichelten Teil von Kurve *B* fehlen Messungen. Nach den Kurven *A* und *B* kann kein Zweifel sein, daß im allgemeinen lange Wellen günstiger sind bei derselben ausgestrahlten Leistung.

Dabei darf aber nicht außer acht gelassen werden, daß es sehr viel billiger und mit sehr viel größerem Wirkungsgrad möglich ist, eine gewisse Leistung mit Hilfe von kurzen Wellen auszustrahlen, als mit Hilfe von langen. Andererseits ist es beim Gebrauch von langen Wellen sehr viel leichter, große Leistungen zu verwenden, als bei kurzen Wellen. Ferner sind die atmosphärischen Störungen geringer bei Empfängern für kurze als bei solchen für lange Wellen. Der Verfasser kommt zu dem Ergebnis, daß die große Leistung, die man bei langen Wellen zur Verfügung hat, zusammen mit dem viel geringeren Zeitverlust durch magnetische Stürme und Schwunderscheinungen, den Vorteil der kurzen Wellen (bessere Wirkungsgrade der Antennen und geringere atmosphärische Störungen) aufhebt.

6. Peilversuche.

Das Interessante dieser Versuche ist, daß sie zu gleicher Zeit sowohl bei New Southgate in der Nähe von London als auch in Schottland gemacht wurden. Die Hauptstrahlungsrichtung des Senders in Deal geht durch New Southgate, während der Großkreis, der Deal und die schottische Empfangsstation verbindet, um 3° davon abweicht. Wenn man nun bei einer Wellenlänge von 16 m an beiden Empfangsstationen die Richtung der maximalen Intensität bestimmte, so wich sie während eines Tages in New Southgate nur um ca. 1°, an der schottischen Station um ca. 1½° nach beiden Seiten von der geographischen Peilung ab. Es wurde aber nicht gemessen, wie weit diese Ergebnisse allgemeine Gültigkeit beanspruchen können.

7. Vorteil von Reihenantennen.

Der Verfasser berechnet die Vorteile, die man durch Verwendung von Quer- und Längsantennenreihen im Verhältnis zu einer einfachen Antenne erreicht. Man bekommt die Verstärkung, die man unter idealen Voraussetzungen errechnet, in der Praxis nicht immer, jedoch werden häufig im Wellenlängengebiet von 15 m durch die Verwendung von Reihenantennen 60—100fache Leistungsverstärkungen erzielt.

8. Verzerrung.

Am Schluß bespricht der Verfasser dann noch die Frequenz- und Phasenmodulation. Gemeint ist damit hauptsächlich der Fall, daß im Sender die Frequenz bzw. Phase von der momentanten Amplitude der Trägerwelle abhängt. Daß auch die Phasenmodulation eine Verzerrung bedeutet, geht sehr einfach aus der folgenden Entwicklung hervor. Eine Schwingung mit sinusförmiger Amplituden- und Phasenmodulation ist von der Form

$$(1 + K_1 \cos pt) \cos [\omega t + K_2 \cos (pt + \Phi)]$$

wenn p die Kreisfrequenz der Modulation und ω diejenige der Trägerschwingung bezeichnet. Das läßt sich unter der Voraussetzung geringer Modulation entwickeln in

$$\cos \omega t - \frac{K_1 K_2}{2} \cos \Phi \sin \omega t$$

$$+ \frac{K_1}{2} \cos (\omega + p) t - \frac{K_2}{2} \sin [(\omega + p) t + \Phi]$$

$$+ \frac{K_1}{2} \cos (\omega - p) t - \frac{K_2}{2} \sin [(\omega - p) t - \Phi]$$

$$- \frac{K_1 K_2}{4} \sin [(\omega + 2p) t + \Phi]$$

$$- \frac{K_1 K_2}{4} \sin [(\omega - 2p) t - \Phi] .$$

wobei alle Glieder, die proportional K_2 sind, durch die Phasenmodulation hereinkommen. Die Phasenmodulation hat also zur Folge

1. eine Aenderung der Amplitude und Phase der Trägerschwingung ω,
2. eine Aenderung in der Amplitude und Phase der beiden primären Seitenbänder $\omega + p$ und $\omega + p$.
3. ein Hinzukommen von Gliedern mit den Frequenzen $\omega + 2p$ und $\omega + 2p$.

Ferner folgt daraus daß wenn Φ nicht Null ist, d. h. wenn die Amplituden- und Phasenmodulation nicht in einer ganz bestimmten Phasenbeziehung stehen, die beiden primären Seitenbänder nicht dieselbe Amplitude haben. J. Zenneck.

Digitized by Google

Engineering Library

Band 36 Dezember 1930 Heft 6

JAN 24 19

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Prof. Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. **A. Esau** (Jena), Prof. Dr. **H. Faßbender** (Berlin), Dr. **L. de Forest** (New-York), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Berlin), Dr. **B. van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. **L. Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. **H. Rukop** (Köln), Dr. **A. Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **W. Schottky** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München), Dr. **F. Trendelenburg** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. E. h. **M. Wien** (Jena), Prof. Dr. **H. Wigge** (Köthen-Anh.)

herausgegeben von

Professor Dr. Dr. ing. E. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**

Sechsunddreißigster Band

Schlußheft mit Register

1 9 3 0

Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig

36 S. 201—240 Heft 6 1930

Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) RM. 20.—, Preis der einzelnen Heftes RM. 4.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit RM. —.15 pro mm Höhe und 41 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

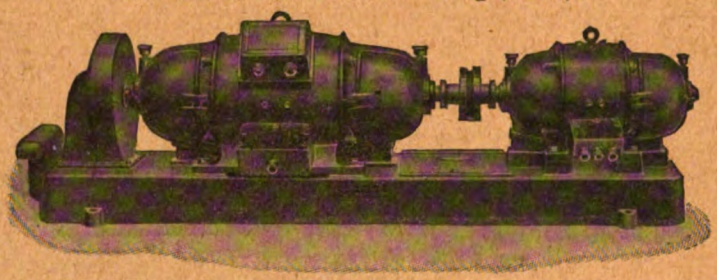
Z. Hochfrequ.

Digitized by Google

Gleichstrom-Hochspannungs-Dynamos

für Sender :: für 2000–10 000 Volt Spannung

offene Bauart und Marineausführung (DGM.)



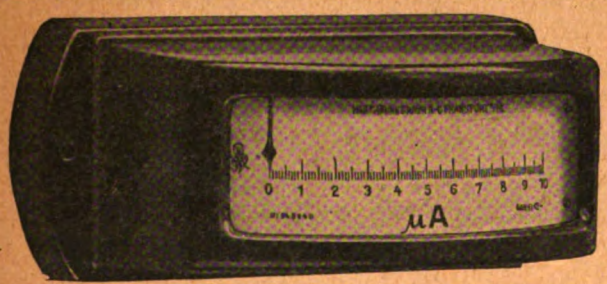
Doppelstrom-Generatoren

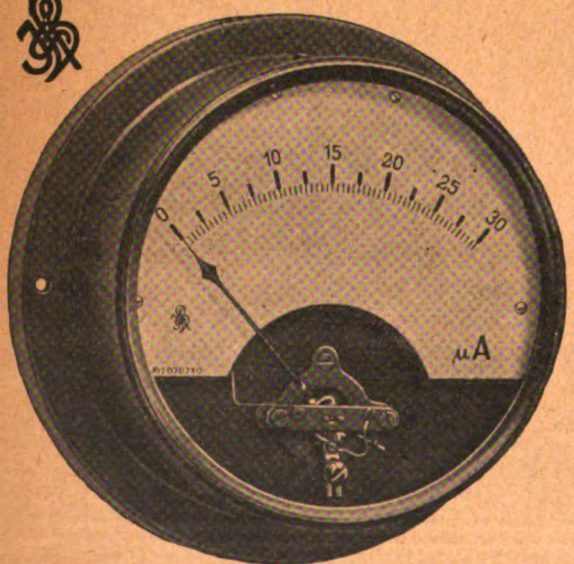
(Gleichstrom-Gleichstrom-Doppelstrom-Umformer) maximale Leistung 1200 Volt, 120 Watt

besonders geeignet für Funk-Kurzwellensender usw.

Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44! **Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!**

Bayerische Elektricitäts-Werke
Fabrik **Landshut** Bayern





Hochempfindliche H&B DREHSPUL MESSGERÄTE

mit Spitzenlagerung

haben eine Einstelldauer von kaum mehr als 1 Sekunde. Sie sind überall da willkommen, wo allerkleinste Ströme in rascher Folge gemessen werden müssen. Deshalb sind diese hochempfindlichen Geräte unentbehrlich für die Prüfung von Elektronenröhren und ähnliche Zwecke.

Neue Ausführung für die Schalttafel in Profilgehäusen:
kleinster Meßbereich 0...10 Mikroampere
1 Skalenteil = 1 x 10⁻⁷ Ampere
in Rundgehäusen:
kleinster Meßbereich 0...25 Mikroampere
1 Skalenteil = 2 x 10⁻⁷ Ampere

HARTMANN & BRAUN
A-G FRANKFURT/MAIN

Digitized by Google

Signalbau - Huth

Berlin SO 16, Köpenicker Straße 108-109

Der neue Zwei-Röhren-Schirmgitter-Kraftaudion-Vollnetzempfänger mit eingebautem Lautsprecher

RM. 99.—

einschließlich Telefunken-Röhren E 092 W: RENS 1204, Re 134, RGN 354 — E 092 G: 2 Röhren RE 084 „Serie"

4-poliges Magnetsystem / Elektrisch erregter Lautsprecher / Wellenbereich 200—2000 m, umschaltbar / Schirmgitter Audion / Außergewöhnliche Lautstärke / Elektrische Schallplatten-Wiedergabe

E 092 W für Wechselstrom 110/220 V
E 092 G für Gleichstrom 220 V

Zwei-Röhren-Volksempfänger mit Vollnetzanschluß

RM. 89.50

einschließlich Telefunken-Röhren und Kabel
E 82 W: REN 1004, RE 134, RGN 354 — E 82 G: RE 084, RE 134 und Widerstandslampe

E 82 W für Wechselstrom 110/220 Volt
E 82 G für Gleichstrom 220 Volt

Amerikanische Form mit eingebauten Röhren / Lautsprecherempfang / Elektrische Schallplattenwiedergabe / Bereich 200—2000 Meter

Der neue Drei-Röhren-Schirmgitter-Vollnetzempfänger

RM. 149.—

einschließlich Telefunken-Röhren RENS 1204, RE 134, REN 1004, RGN 354

Große Selektivität / Einknopfbedienung / Bereich 200—2000 Meter / Elektrische Schallplatten-Wiedergabe / Lautsprecherempfang mit Behelfsantenne

E 93 W für Wechselstrom 110/220 Volt

Sämtliche Apparate sind mit dem VDE-Zeichen versehen

MAGNETISCH-UND DOCH 100% DYNAMISCH

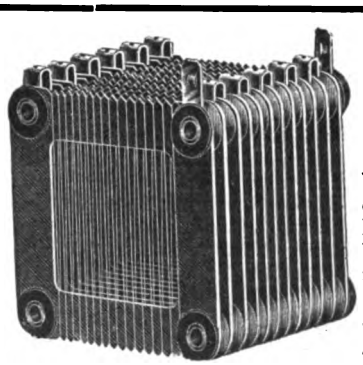
GRAWOR-SEKTORFAR
LAUTSPRECHER

4 POL-DOPPEL-KRAFTSYSTEM MIT SEKTOR-MEMBRAN UND PRÄZISIONS-FEINEINSTELLUNG. BIS 5 WATT BELASTBAR. LUXUS-GEHÄUSE ECHT NUSSBAUM HOCHGLANZPOLIERT } 99.-

Grass & Worff, Inh. Walter Vollmann,
Grawor-Lautsprecher-Fabrik,
Berlin SW 68, Markgrafenstr. 18.

Trautwein, F., Drahtlose Telephonie und Telegraphie in gemeinverständlicher Darstellung. Mit 177 Abbildungen. 1925. (VII, 250 Seiten), Preis geh. M. 6.50, geb. M. 8.00.

Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig



ZS UND **Der neue -Spannungsteiler** D. R. G. M.

Ein idealer Abgreif- und Vorschaltwiderstand mit denkbar vollkommenster Kühlung. Die nichtbesponnenen Widerstandsdrähte sind frei in der Luft ausgespannt und allseitig der Luft zugängig. Verlangen Sie unverbindliches Angebot für Ihre Spezialwünsche

Zieh- und Stanzgesellschaft m. b. H.
Berlin SO 36, Admiralstraße 11 / Telephon: F 1 Moritzplatz 8140

Digitized by Google

M. Krayn, Verlagsbuchhandlung für technische Literatur, Berlin W 35

Soeben erschien:

Rundfunktechnisches Handbuch

Von **Dr. Heinrich Wigge**
Professor für Physik und Funkentelegraphie am Polytechnikum Köthen-Anh.

Neue durch einen Anhang ergänzte Ausgabe — Komplett in einem Bande
Umfang über 800 Seiten und 1142 Abbildungen
Preis gebd. 30 RM.

Besonders zu beziehen:

Rundfunktechnisches Handbuch

Nachtrag zum I. Teil / Mit 163 Abbildungen / Preis 5 RM.

Aus dem Inhalt: Netzanschlußgeräte / Widerstandsverstärker / Kraftverstärker / Elektrische Schallplattenwiedergabe Lautsprecher / Akustische Fragen usw.

Physik der Glühelektroden

Von Prof. Dr. W. SCHOTTKY, Berlin und Dr.-Ing. H. ROTHE, Berlin. Seite 1—283 mit 55 Abbildungen

Herstellung der Glühelektroden

Von Dr. rer. techn. H. SIMON, Berlin. Seite 284—340 mit 36 Abbildungen

Technische Elektronenröhren und ihre Verwendung

Von Dr.-Ing. H. ROTHE, Berlin
Seite 341—482 mit 88 Abbildungen. 1928. X u. 492 Seiten mit 179 Abbildungen. Preis brosch. RM. 44.—, geb. RM. 46.—
(Handbuch der Experimentalphysik Band XIII, 2. Teil)

Aus dem Inhalt

Teil I. ***Physik der Glühelektroden.*** Von W. Schottky und H. Rothe. I. Problemstellung. — II. Geschichtlicher Rückblick. — III. Methodik der thermodynamischen Behandlung. — IV. Elektrodendampfdruck und Emission. — V. Ionisation an heißen Substanzen. — VI. Thermionische Wärmeeffekte. — VII. Beziehung zu Voltaspannung und Thermoelektrizität.
Teil II. ***Herstellung der Glühelektroden.*** Von H. Simon. I. Die verschiedenen Arten der Glühkathoden und ihre Herstellung. — II. Elektrodenmaterialien und Elektrodenanordnung. — III. Evakuiermethoden und Temperaturbestimmung.
Teil III. ***Technische Elektronenröhren und ihre Verwendung.*** Von H. Rothe. I. Glühemission und technische Elektronenröhren. — II. Die Elektronenröhren als Verstärker. — III. Die Elektronenröhren als Schwingungserzeuger. — IV. Die Elektronenröhren als Gleichrichter.

Aus Besprechungen

Der vorliegende, den Glühelektroden gewidmete Band des Handbuches der Experimentalphysik stellt *eine ausgezeichnete lehrbuchmäßige Darstellung* des Gebietes der Glühelektroden und ihrer Anwendungen dar . . . Das ganze Werk gibt so einen sehr vielseitigen Einblick in die Wechselwirkung von Theorie, Experiment und Technik auf einem Gebiet sehr lebendiger physikalischer Forschung, für das es sicher sehr anregend und klärend wirken wird . . . *Die Naturwissenschaften.*

Wie von allen Bänden dieses hervorragenden Handbuches kann man auch von dem vorliegenden Teile sagen: er bringt das, was der Interessierte sucht, in klarer, verständlicher und tiefgründiger Form, so daß der Glühelektroden-Praktiker ihn oft zur Hand nehmen wird . . . *Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure.*

Die Zusammenfassung dieser drei Teile in einem Band ist ein sehr glücklicher Gedanke, und da die drei Autoren das Gebiet selbst, zum Teil bahnbrechend, gefördert haben, so ist *ein Werk* entstanden, *das jedem rückhaltlos empfohlen* werden kann, der in diese Fragen tiefer eindringen will. *Elektrische Nachrichten-Technik.*

The contributors to this volume are to be congratulated on the production of *such an exellent work* upon relatively new branches of physics and engineering. *Science Progress.*

Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig C 1

Digitized by Google

RECTRON

GLEICHRICHTER-RÖHREN

FÜR JEDEN VERWENDUNGSZWECK

Gruppe A, B Gasgefüllt			Gruppe C Hochvakuum		
von	10 V	1,3 A	von	220 V	30 mA
über	220 V	1,3 A	über	400 V	300 mA
bis	5000 V	0,15 A	bis	1000 V	110 mA

Man verlange unsere neuen Druckschriften

RECTRON

Photozellen und Glimmlampen

Prospekt B 27

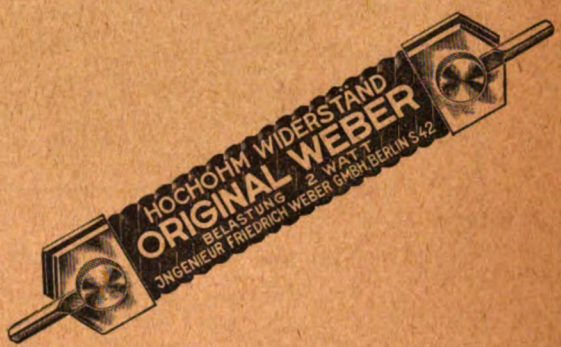
RECTRON G.m.b.H. BERLIN SW. 68
Schützenstraße 29/30

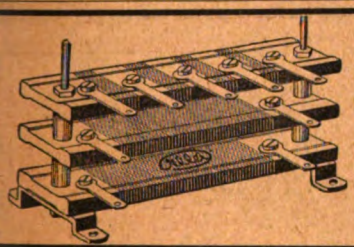
M. Krayn, Berlin W 35
Verlagsbuchhandlung für technische Literatur

Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung Mit Abbildungen. Von Dr. **A. Koerts,** Patentanw. Preis br. M. 10.—, geb. M. 12.—

Der funktelegraphische Wetter- und Zeitzeichendienst Von **Postrat H. Thurn.** Mit 15 Figuren im Text. Preis M. 2.—

Hochfrequenzinstrumente
Robert Abrahamsohn,
G. m. b. H.
Berlin-Steglitz, Luisenstr. 6





Allei **Netz-Widerstände**

belastbar von 25—100 Watt / Nipkow-Scheiben / Schalter aller Art

Einzelstreifen RM. —,80 brutto Verlangen Sie kostenlos neue Liste 30

A. Lindner, Werkstätten für Feinmechanik, Leipzig C 1, Mölkauer Straße 24/26 / Telephon Nr. 61 858

Drehkondensatoren mit festem Dielektrikum

in allen Kapazitäten von 25 cm bis 10000 cm

Einfaches System mit stromführender Achse

Doppelplatten-System mit stromloser Achse

Gerade Kennlinie Mittellinie

RITSCHER G. M. B. H.
Berlin S 59, Gräfestr. 71 / Fernr. F 6 Baerwald 2571

Physikalisch-mechanisches Institut von
Prof. Dr. Max Th. Edelmann & Sohn
München, Nymphenburger Str. 82

Saitengalvanometer
Saitenelektrometer
Photographische Registrierapparate
Hochempfindliche Spiegelgalvanometer
Stimmgabeln und Galtonpfeifen
Kataloge kostenfrei.

Die Braun'sche Röhre neuester Konstruktion

übertrifft alle auf dem Markt befindlichen Modelle!
Dunkle Glühkathode, heller Brennfleck, der leicht Fotografien ermöglicht
Kapazitätsminimum der Elektroden, Empfindlichkeit 1—1½ Volt pro mm
1000 Brennstunden. Konstruktion nach v. Ardenne **Preis 200.—**
Passende Netzanschluß-Geräte für Anodenspannung lieferbar.
Verlangen Sie unsere Prospekte!

CHARLOTTENBURGER MOTOREN-GES.
Bismarckstraße 105.

Digitized by Google

JAROSLAWS

Erste Glimmerwarenfabrik
in Berlin

Berlin-Weißensee
Lehderstr. 34-35

Turbonit	das erstklassige Hartpapier in Platten, Rohren und Formstücken in den verschiedensten Ausführungen. Für viele Zwecke der Radioindustrie bestens geeignet.
Glimmerplatten	für Kondensatoren.
Jarostrat	Drähte und Litzen in beliebigen Längen mit dicht aufsitzendem öllackiertem Gewebe.
Oelschläuche	sogenannte Bougierrohre.
Ausgleichs-Kondensatoren	Normaleinheiten bis zu fünf Mikrofarad bei 12000 Volt Betriebsspannung in kräftigen Eisenkästen für mittlere und große Sendestationen.
Kopplungs-Kondensatoren	für leitungsgerichtete Telephonie in Hoch- und Höchstspannungsnetzen.

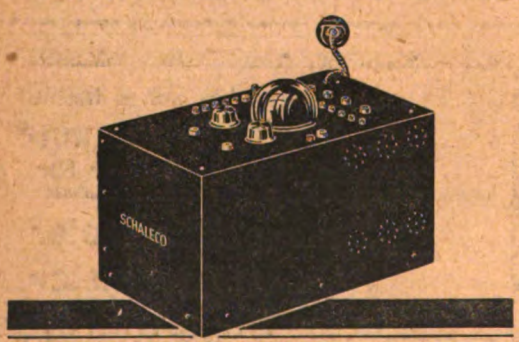
9 Jahre
Kondensatoren
für
Laboratorien

Glimmernormalien
Stöpselkondensatoren
Dekaden-Kurbel-Kondensatoren

RICHARD JAHRE
BERLIN SO 16, Köpenickerstr. 33a.

SCHALECO RADIO

SCHALECO-ALL-ELECTRIC-CONVERTER



Das Universal-Kraft-Netzanschlußgerät mit Hochvakuumröhre.

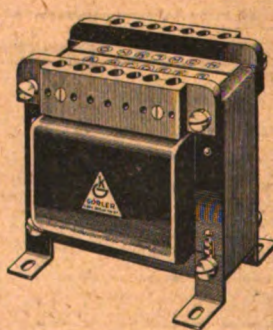
Umschaltbar für die gebräuchlichen Wechselstrom-Netzspannungen von 110, 120/125 150 und 220 Volt. (50 bis 60 Perioden).

5 verschiedene Anodenspannungsabgriffe 40, 60, 100, 175, 250 Volt. 9 regelbare negative Gittervorspannungen bis -4 Volt und -4 bis -40 Volt. 50-80 Milliampère Erregerstrom für elektrodynamischen Lautsprecher, 4 Wechselspannungsgruppen zu je ca. 4 Volt mit je einer Mittelanzapfung bei 2 Volt.

Illustrierten Prospekt kostenlos.

SCHACKOW, LEDER & Co., G. m. b. H.
Berlin N 4, Chausseestraße 42.

TRANSFORMATOREN
DROSSELSPULEN
ÜBERTRAGER



für alle
Versuchs- und
Spezialzwecke

Fordern Sie zu Ihrer ersten Orientierung unsere ausführlichen Druckschriften **293 u. 294**

GÖRLER G. M. B. H.
BERLIN NW 87

Für die Schriftleitung verantwortlich: Privatdozent Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M. Für den Anzeigenteil verantwortlich: Walther Ziegler, Berlin W 10
Verlag: Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig C 1, Schloßgasse 9. — Druck von Paul Dünnhaupt, Köthen/Anh.

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

BOUND

SE-25 1931

UNIV. OF MICH.
LIBRARY

UNIVERSITY OF MICHIGAN
3 9015 08227 3940

Digitized by Google

Digitized by Google